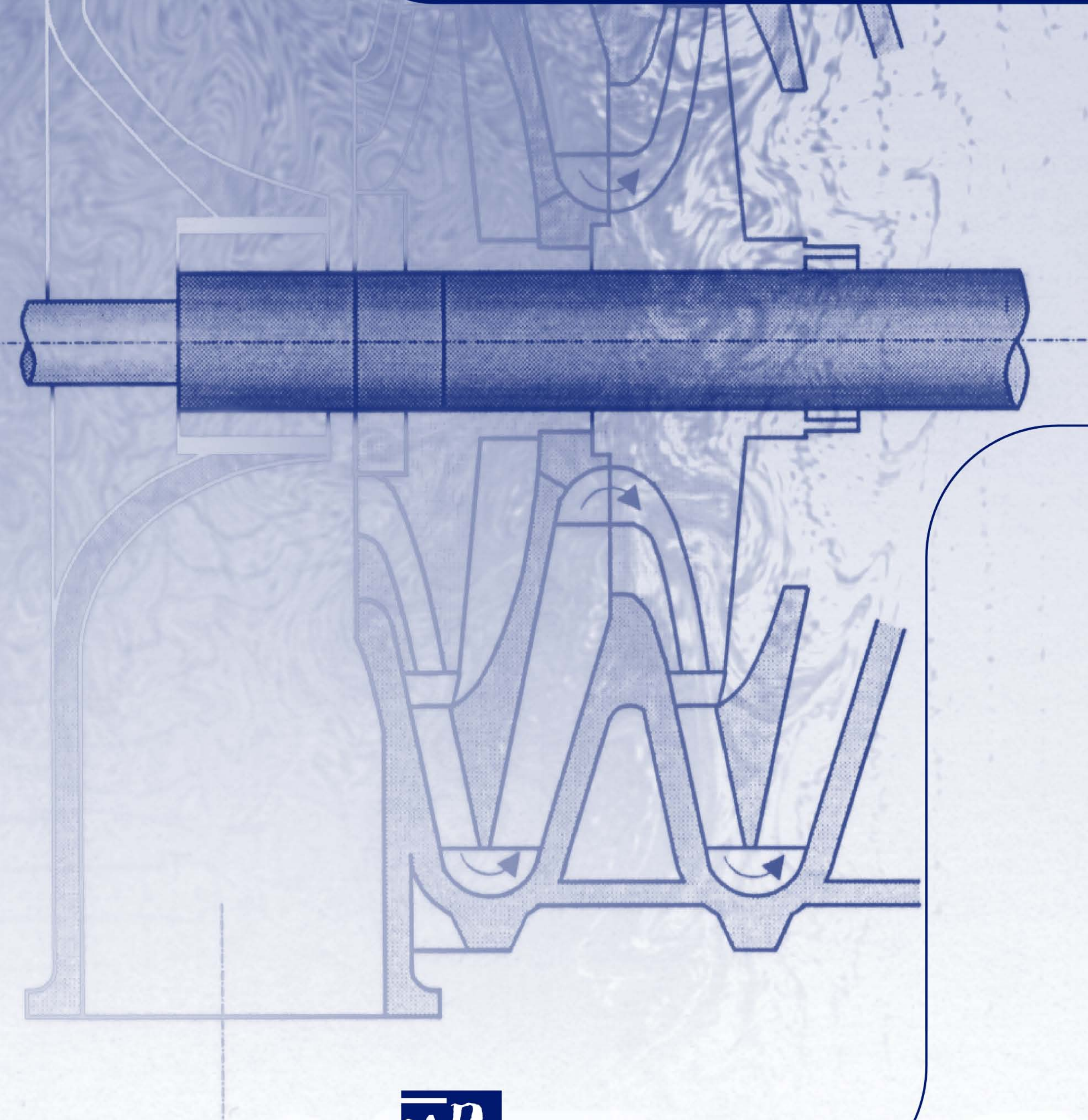
Termodinámica aplicada

José María Sala Lizarraga
Luis María López González
Víctor de la Peña Aranguren



UNIVERSIDAD
DE LA RIOJA

TERMODINÁMICA
APLICADA

MATERIAL DIDÁCTICO

Ingenierías

nº 11

José María Sala Lizarraga
Luis María López González
Víctor de la Peña Aranguren

TERMODINÁMICA APLICADA

Segunda Edición

UNIVERSIDAD DE LA RIOJA

Servicio de Publicaciones

publicaciones.unirioja.es
E-mail: publicaciones@unirioja.es

ISBN: 978-84-694-1722-5

LA VIDA

¿Qué es la vida
sino buscar,
hallar,
perder
y seguir buscando
de forma diferente?
¿Y la muerte?
¿Qué no es la muerte?

(LMLG)

A Chicho, in memoriam
A Eduardo, in vitam
A todos los Profesores de la Universidad
de La Rioja, in posterum

PRÓLOGO

Con motivo de la reciente puesta en marcha del Segundo Ciclo de la Carrera de Ingeniero Industrial, en el Centro de Enseñanzas Científicas y Técnicas de la Universidad de La Rioja, este libro tiene como objetivo servir de texto en las asignaturas de "Ingeniería Térmica II" y "Motores Térmicos" a los alumnos de 2º curso de la especialidad Mecánica, así como en "Técnicas Complementarias I (Programas A y B)" a los alumnos de 4º curso de las especialidades Eléctrica y Electrónica.

Al escribirlo se han pretendido dos finalidades básicas. Una es el presentar un curso moderno de ***Termodinámica Aplicada****, necesario para todos los estudiantes de la carrera de Ingeniero Industrial. Además, se ha pretendido presentar los contenidos de forma que los alumnos comprendan con rigor y claridad las aplicaciones de los principios de la Termodinámica, para que puedan dominarlos con seguridad Es un claro complemento de nuestro texto de* ***"Termodinámica Fundamental****", al que acompaña nuestro otro texto de "PROBLEMAS DE TERMODINÁMICA APLICADA".*

El enfoque con el que se expone la Termodinámica es el macroscópico, ya que se considera que esta forma clásica de tratamiento tiene hoy en día absoluta vigencia y actualidad, aunque indudablemente plantea ciertas limitaciones. No obstante, presenta grandes ventajas. Por una parte, una mayor proximidad a la realidad y una más amplia generalización del concepto de irreversibilidad. Además, hay aspectos tan importantes como el análisis exergético que solamente pueden ser abordados bajo este planteamiento.

La exposición, en clase, de los diferentes temas irá acompañada del desarrollo de cuestiones y problemas prácticos. Para ello se resolverán casos de aplicación de los conceptos teóricos previamente expuestos. La experiencia nos demuestra que la asimilación de los conceptos sólo es posible si la enseñanza de la teoría va acompañada de unas clases de aplicación que servirán de afianzamiento y comprensión de la asignatura.

Este libro es el fruto de una estrecha y fecunda colaboración con el responsable de la docencia de Termodinámica dentro del Departamento de Máquinas y Motores Térmicos de la Escuela Técnica Superior de Ingenieros Industriales de Bilbao.

Queremos, finalmente, agradecer a los demás profesores de Termodinámica sus sugerencias y comentarios, amén de sus valiosas experiencias, tendentes a una mejora en la calidad del libro.

Logroño, febrero de 2.000.

Los autores.

LECCIÓN I TERMODINÁMICA APLICADA A LOS MEDIOS CONTINUOS

I.1 INTRODUCCIÓN AL ESTUDIO DE SISTEMAS CONTINUOS.

La Termodinámica Clásica o Termostática se refiere a sistemas en equilibrio, cuyas propiedades locales son uniformes en todo él. Sin embargo, en la ingeniería estamos obligados a trabajar con sistemas que difícilmente podrían ser descritos como uniformes, en los que resulta muy problemático aceptar esa idealización de proceso cuasiestático.

A modo de ejemplo consideramos la situación siguiente. Supongamos un gas contenido en el interior de un cilindro-émbolo, que se expansiona. El pistón se acelera y en un cierto instante adquiere una velocidad v_p. Es claro que la porción de gas adyacente al pistón se mueve con esa velocidad, mientras que las partículas de gas que se encuentran en el fondo del cilindro estarán en reposo.

Así pues, a lo largo del cilindro se establece una distribución continua de velocidades, tal y como se muestra en el esquema de la figura 1.1.

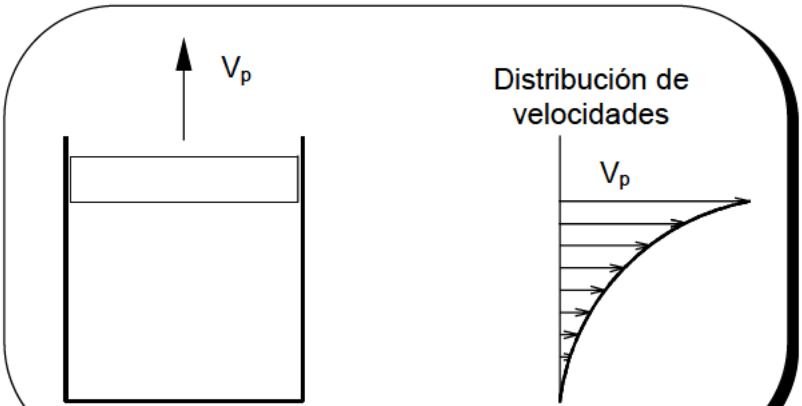


Figura 1.1

De hecho, el campo de velocidades que se origina detrás del pistón es más complicado, ya que las partículas adyacentes a las paredes verticales estarán también en reposo. Además, el flujo de gas puede ser turbulento y por consiguiente, mucho más complejo de lo que nos muestra la figura 1.1, pues entonces la velocidad de cada punto fluctúa de una manera aleatoria alrededor de un valor medio.

Consideremos ahora otro ejemplo totalmente diferente, en el que un sistema recibe calor de un foco exterior que se encuentra a la temperatura T_1. Evidentemente, mientras que las partes del sistema en contacto con el foco alcanzarán una temperatura muy próxima a T_1, aquellas otras que estén alejadas tendrán una temperatura diferente. En definitiva, en el seno del sistema se creará un campo de temperaturas, tal y como el que se muestra en la figura 1.2.

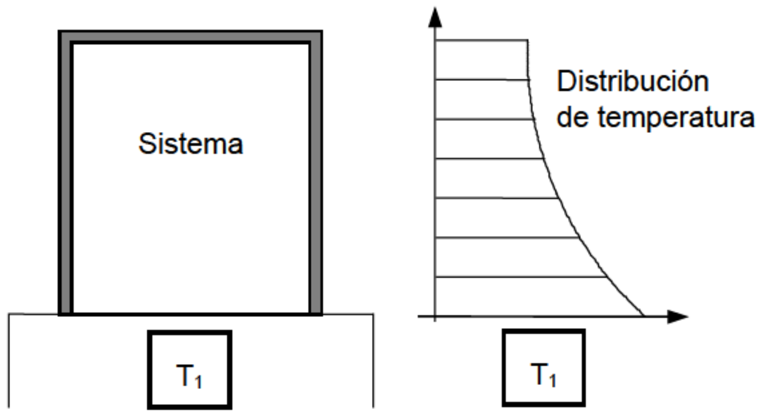


Figura 1.2

Los ejemplos precedentes y otros muchos que podríamos imaginar nos ponen de manifiesto que la Termostática, es decir, el tratamiento de sistemas uniformes, no es suficiente en muchas ocasiones. Es necesario introducir la **noción de continuo**, lo que implica que cualquier porción del sistema que se considere, por pequeña que sea, manifiesta las mismas propiedades que las del sistema considerado en su conjunto. En particular, ello significa que las características físicas del material contenido en un elemento infinitesimal de volumen son las mismas que las determinadas experimentalmente mediante mediciones sobre muestras de dimensiones finitas.

No cabe duda que la descripción más detallada de los materiales es en términos de átomos y moléculas. Bajo este punto de vista, la masa se distribuye de modo discontinuo en el espacio, ya que está asociada a protones, neutrones, electrones, etc, que están separados entre sí por espacios relativamente importantes. Todos los materiales presentan esa estructura atómico-molecular, de manera que la continuidad aparente que manifiestan algunos, tales como los líquidos, los metales o los polímeros, desaparece si se les observa, por ejemplo, mediante un microscopio electrónico.

Sin embargo, la idea del continuo ignora por completo esos finos detalles de la estructura atómica o molecular y considera que la materia está distribuida de manera continua en el espacio, con la excepción de las superficies de discontinuidad que representan las interfases o las ondas de choque.

Lo anteriormente dicho pone de manifiesto que el estado de un sistema continuo requiere la especificación de varias funciones continuas en el espacio y el tiempo, en

lugar de variables termodinámicas como ocurre en los sistemas uniformes. Veamos pues la manera de definir esas funciones.

Para ello consideremos un elemento de volumen ΔV alrededor de un punto cualquiera i del medio continuo e imaginemos que aislamos ese elemento de volumen del exterior mediante una pared impermeable y adiabática, ver figura 1.3. Supongamos, en principio, que el sistema está en reposo y que no está sometido a la acción de ningún campo gravitatorio, eléctrico o magnético de intensidad variable y que es químicamente homogéneo.

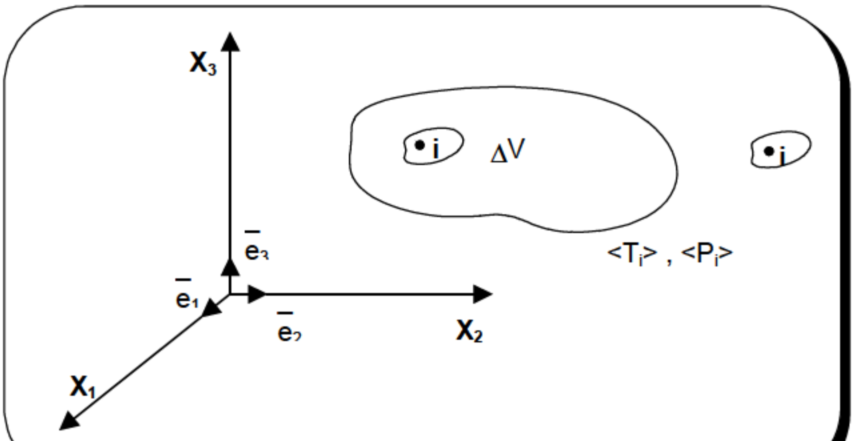


Figura 1.3

En esas condiciones, ese elemento de volumen ΔV alcanzará el equilibrio termodinámico y la temperatura, presión, etc., tomarán los valores de equilibrio $<T_i>$, $<P_i>$, etc., que en general, diferirán de unos elementos de volumen a otros. En el límite $\Delta V \to 0$, cuando el volumen tiende al punto i,. es decir, extrapolando los valores de los parámetros $<T_i>$, $<P_i>$,... al volumen cero, se observa que tienden hacia unos valores finitos.

$$T_i = \lim_{\Delta V \to 0} < T_i > \qquad P_i = \lim_{\Delta V \to 0} < P_i >, \ldots$$

Asignamos estos valores al punto i y de esta manera describimos el estado del medio continuo mediante un cierto número de campos. Si el tiempo aparece como una variable de esos campos, en ese caso se está describiendo un proceso experimentado por el medio continuo. En definitiva, se definen las funciones,

$$T = T\left(x_1, x_2, x_3, t\right) \tag{1.1}$$

$$\begin{gathered} P = P\left(x_1, x_2, x_3, t\right) \\ \text{"} \qquad \text{"} \\ \text{"} \qquad \text{"} \end{gathered} \tag{1.2}$$

Si el sistema estuviera sometido a un campo gravitatorio, eléctrico o magnético de intensidad variable, al aislar el elemento de volumen, supondremos que ha sido

reemplazado por otro de intensidad constante, la correspondiente al punto i. Finalmente, si el sistema se mueve, admitiremos que el volumen elemental alcanza el equilibrio mientras se desplaza a una velocidad uniforme, representativa del punto i.

I.2 EL PRINCIPIO DEL EQUILIBRIO LOCAL.

Hemos visto en la sección anterior que la hipótesis de continuidad equivale a considerar un sistema como constituido por un número infinito de subsistemas infinitesimales. En definitiva, se trata de considerar a la Termodinámica como una teoría de campos, en la que los procesos rápidos pueden ser tratados con la misma sencillez que los lentos, a diferencia de lo que ocurre con la Termodinámica de sistemas uniformes.

Por consiguiente, la descripción de un sistema continuo implica la especificación de un cierto número de campos tensoriales. Ahora bien, la pregunta que inmediatamente se nos plantea es si esta descripción mediante campos es adecuada. En efecto, para cada instante y en cada punto que consideremos, existen gradientes y variaciones locales en el tiempo de las magnitudes consideradas, por lo que podríamos pensar en la necesidad de incorporar esos gradientes para completar la descripción del sistema.

Para responder a preguntas de este tipo es desde luego necesario recurrir a la vía experimental. En este sentido, la experiencia parece confirmar la hipótesis básica sobre la que está basada esta Termodinámica de los Medios Continuos.

Según dicha hipótesis, conocida como el **Principio del Equilibrio Local,** las relaciones locales e instantáneas entre las propiedades termodinámicas de un medio continuo son las mismas que para el sistema uniforme en equilibrio. Dicho en otras palabras, toda ecuación de estado de un sistema uniforme en equilibrio es válida en cada instante y en cada punto del medio continuo.

El Principio del Equilibrio Local es desde luego válido cuando los gradientes no son muy importantes. Cómo de grandes deben de ser esos gradientes para que el principio no sea válido, solamente puede ser contestado, como hemos dicho anteriormente, con referencia a la vía experimental. El problema puede también ser abordado teóricamente con ayuda de la Mecánica Estadística, pero tampoco en ese caso se encuentra una respuesta inequívoca.

Sin embargo, la validez de esta hipótesis se puede fundamentar en el hecho de que numerosas ramas de la ciencia, como la Teoría Electromagnética, la Transmisión de Calor, la Elasticidad, etc., están basadas en ella.

I.3 NOCIÓN DE FLUIDO Y LEY DE NEWTON DE LA VISCOSIDAD.

Una vez expuesta esta introducción a la Termodinámica de Medios Continuos, creemos que es conveniente recordar al alumno algunas nociones acerca de los fluidos. La razón de ello estriba en que precisamente estas ideas de Termodinámica de Medios

Continuos las vamos a aplicar en la Termodinámica Técnica, donde en todo momento trabajaremos con fluidos, líquidos o gases.

Los cuerpos que se presentan en la naturaleza los podemos agrupar en dos categorías: sólidos y fluidos, subdividiéndose estos últimos a su vez en líquidos y gases.

Un **sólido** se caracteriza porque sometido a un esfuerzo tangencial experimenta una deformación finita, o bien rompe. Así, considerando el sólido de la figura 1.4., al someterlo al esfuerzo cortante τ se deforma más o menos (o rompe), pero esta deformación no es continua, es decir, finaliza cuando, por ejemplo, el ángulo que la caracteriza es $\Delta\ \alpha$. Por el contrario, cuando un **fluido** como el de la figura es sometido a un esfuerzo tangencial, la deformación continua indefinidamente, siempre que ese esfuerzo tangencial actúe, por pequeño que sea.

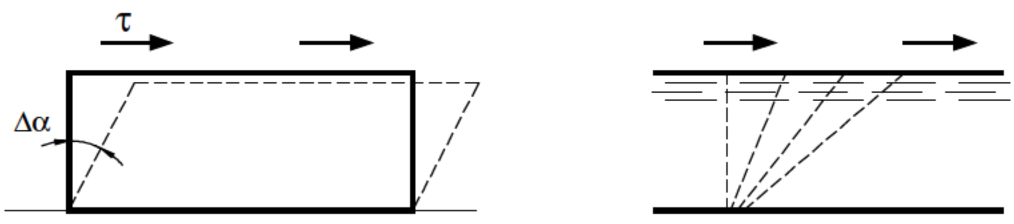


Figura 1.4

Así pues, para modificar la forma de un sólido, por pequeña que sea la deformación, es necesario aplicar esfuerzos mecánicos finitos. Estos esfuerzos, cuando no son grandes y el material se comporta en el dominio elástico, dan lugar a deformaciones que a su vez originan tensiones internas que se oponen a ellas y que subsisten mientras ellas permanezcan, de modo que si cesan las fuerzas externas el sólido recupera su forma primitiva. Si se aumentan los esfuerzos mecánicos, llega un momento en que el material deja de comportarse como elástico y finalmente tiene lugar la ruptura.

Por el contrario, tal como hemos dicho anteriormente, el comportamiento de los fluidos es completamente diferente. Por pequeño que sea el esfuerzo de cizalladura a que está sometido un fluido, éste se deforma continuamente, de manera que podemos afirmar que en los fluidos no existe una verdadera resistencia a la deformación, sino a la velocidad de deformación.

Una vez expuestas estas ideas elementales, vamos también a presentar una breve introducción al significado de la viscosidad. Para ello, nos vamos a referir a una situación muy sencilla, al flujo de un fluido desplazándose entre dos planos paralelos, siendo el perfil de velocidades el que se muestra en la figura 1.5 (a).

Suponemos que se trata de un movimiento tal que las partículas fluidas se deslizan unas sobre otras con velocidades paralelas. Esta situación se dice que es de **régimen laminar**, mientras que en un **régimen turbulento** cada partícula tendría superpuesta a esa velocidad neta una velocidad fluctuante en módulo y dirección.

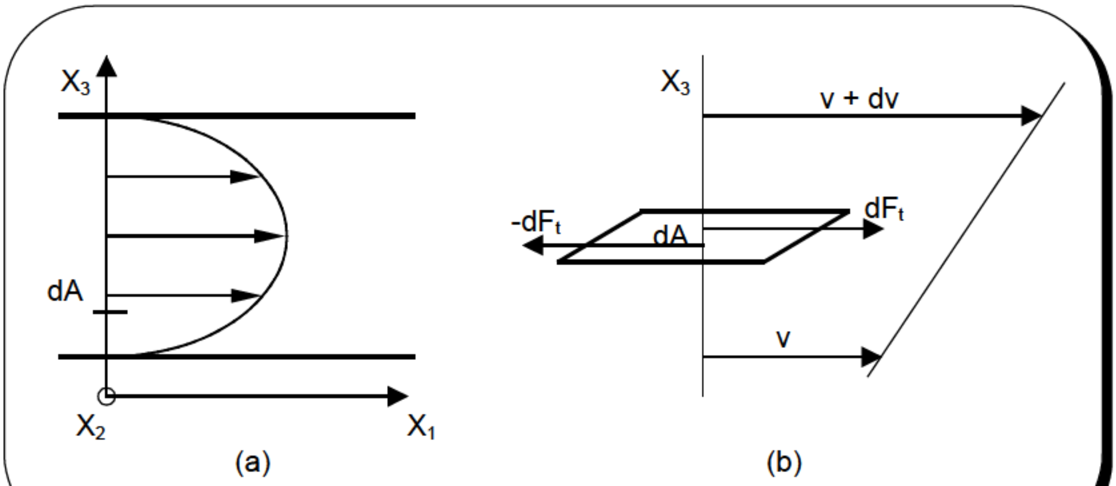


Figura 1.5

Consideremos una superficie elemental dA tangente a la dirección del flujo. El fluido que se encuentra en contacto con la superficie por su cara superior se desplaza con la velocidad v + dv, mientras que el que está en contacto con la cara inferior lo hace con la velocidad v, ver figura 1.5(b) que ha sido entresacada de la figura 1.5(a).

Como consecuencia de este gradiente de velocidades, se comprende que el fluido que se desplaza a mayor velocidad tiende a arrastrar en el sentido del movimiento al de menor velocidad, ejerciendo pues una fuerza en ese sentido. Por el principio de acción y reacción, el de menor velocidad ejercerá sobre el de mayor una fuerza igual y de sentido contrario.

Para fluidos que se denominan newtonianos, la **Ley de Newton** establece que esa fuerza tangencial es proporcional a la superficie dA y al gradiente de la velocidad en la dirección normal a la superficie, $\partial v / \partial x_3$, es decir,

$$dF_t \;\phi\; dA \frac{\partial v}{\partial x_3}$$

Introduciendo un coeficiente de proporcionalidad, η, se tiene

$$dF_t = \eta \, dA \frac{\partial v}{\partial x_3}$$

y siendo $\tau = \frac{dF_t}{dA}$ la tensión tangencial, resulta finalmente

$$\tau = \eta \frac{\partial v}{\partial x_3} \qquad (1.3)$$

Este coeficiente η, característico de cada fluido, es el denominado **coeficiente de viscosidad** y en general varía con la presión y la temperatura. Es interesante señalar que la viscosidad de los líquidos disminuye conforme la temperatura aumenta, mientras que en los gases ocurre justamente lo contrario, siendo por otra parte muy pequeño el efecto de la presión.

En el caso de fluidos no newtonianos, esa relación lineal entre el esfuerzo tangencial y el gradiente de velocidad no se satisface, de forma que el coeficiente de viscosidad depende también del valor de ese gradiente en cada punto.

Aunque todos los fluidos presentan una cierta viscosidad mayor o menor, en su estudio se suele considerar el modelo de **fluido perfecto**, que es aquél cuyo coeficiente de viscosidad es nulo, en oposición a los **fluidos reales** que como decíamos, presentan una cierta viscosidad.

Como consecuencia de la viscosidad, los fluidos oponen una cierta resistencia a la deformación angular, tanto mayor cuanto más grande sea su coeficiente de viscosidad. Cuando apliquemos los principios de la Termodinámica en el derrame de fluidos, tendremos siempre en cuenta que estas fuerzas de viscosidad dan lugar a un trabajo de rozamiento interno, es decir, a una transformación de energía mecánica en energía interna del fluido. Como ya hemos estudiado, ésta es una energía de calidad inferior, de manera que la viscosidad origina en definitiva una degradación de la energía.

I.4 CONCEPTO DE TENSIÓN.

Sea un fluido en movimiento y supongamos una porción del mismo limitada por una superficie imaginaria, tal y como se muestra en la figura 1.6.

Consideremos un punto P de la superficie que limita a la masa elegida y sea ΔA un elemento de área alrededor del punto, siendo n el vector unitario normal, cuyo sentido positivo lo consideramos hacia “afuera”. De acuerdo con la Mecánica, la acción del medio exterior sobre el elemento de superficie ΔA es equivalente a una fuerza resultante $\Delta \overline{F}$ y un par $\Delta \overline{M}$. El cociente,

$$< \overline{T} > = \frac{\Delta \overline{F}}{\Delta A}$$

es la fuerza por unidad de área alrededor de P, es decir, es la tensión media en el punto P. El límite,

$$\lim_{\Delta A \to 0} \frac{\Delta \overline{F}}{\Delta A} = \frac{d\overline{F}}{dA} = \overline{T} \qquad (1.4)$$

representa el **vector de tensión** en el punto P. Tal tensión $\overline{T} = \overline{T}_{(\overline{n})}\left(\overline{r}, t\right)$ depende no solamente de la posición y del tiempo, sino también, y tal y como se estudia en la Mecánica de los Medios Continuos, de la dirección del vector unitario $\overline{n}$.

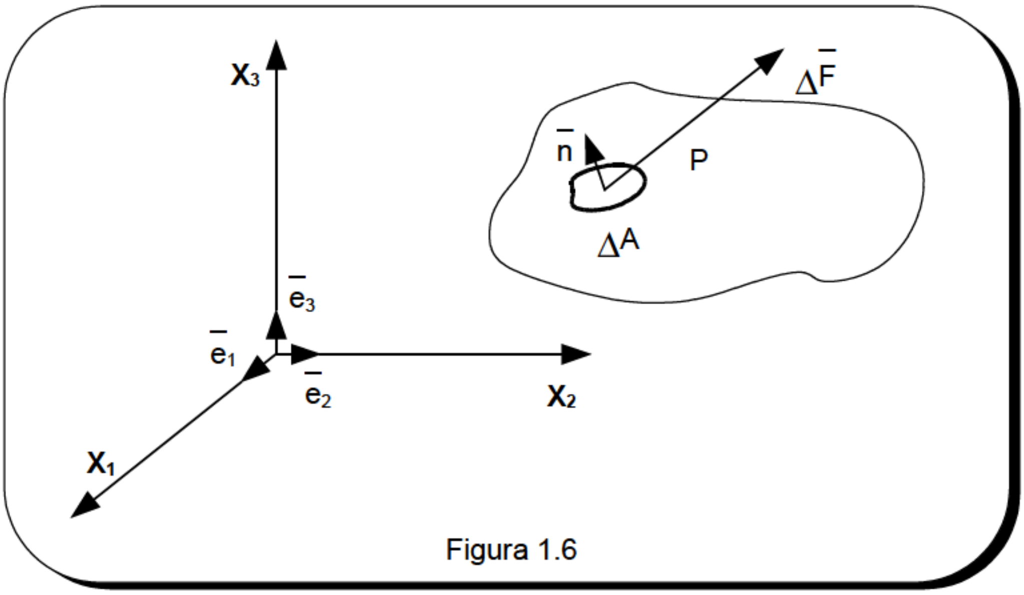


Figura 1.6

Por otra parte, efectuando el mismo paso al límite para el momento, y de acuerdo con el principio de Euler-Cauchy, resulta,

$$\lim_{\Delta A \to 0} \frac{\Delta \overline{M}}{\Delta A} = 0 \tag{1.5}$$

El vector de tensión puede siempre descomponerse en una componente paralela a la dirección $\overline{n}$ y otra perpendicular, que se denomina la componente de cizalladura. En los libros de Mecánica de Medios Continuos se estudia cómo se puede expresar la tensión en función del **tensor de tensiones** y cómo este tensor se puede descomponer en dos partes: una es la correspondiente a la presión y la otra es la viscosa. En el caso hidrostático, la componente viscosa es nula y entonces resulta $T_{(\overline{n})} = -p\,\overline{n}$ donde p es la **presión hidrostática**. Así pues, la fuerza superficial es una fuerza de compresión que actúa normalmente sobre la superficie, lo que efectivamente es consistente con nuestras ideas sobre la presión.

En el caso general en que exista movimiento, la tensión hidrostática no tiene un significado preciso. No obstante, a pesar de que el fluido considerado está en movimiento, definimos un campo escalar, p_e, de forma que si llamamos $\overline{F}_n$ a la componente normal de la fuerza $\Delta\overline{F}$, se tiene

$$p_e = -\lim_{\Delta A \to 0} \frac{\Delta \overline{F}_n}{\Delta \overline{A}} = -\frac{d\overline{F}_n}{dA} \tag{1.6}$$

I.5 BALANCE DE ENERGÍA EN UN SISTEMA CONTINUO Y CERRADO.

Puesto que la masa y la energía de un conjunto de sistemas es igual a la suma de las masas y energías de todos ellos, la masa y la energía de un sistema continuo se valorará mediante integración sobre el volumen del sistema en el instante considerado. Esto que acabamos de decir es, desde luego, válido para todas las propiedades extensivas del sistema.

Si $\rho\left(x_1,x_2,x_3,t\right)$ es el campo escalar densidad, la masa del sistema en el instante t será

$$m=\int_v \rho\left(x_1,x_2,x_3,t\right) d\tau \qquad (1.7)$$

donde la integral se extiende al volumen del sistema en el instante considerado, siendo $d\tau$ un elemento de volumen.

Igualmente, si E es la energía total del sistema y $e(x_1, x_2, x_3, t)$ la energía por unidad de masa, $e = dE/dm$, se tiene

$$E=\int_v \rho\left(x_1,x_2,x_3,t\right) \quad e\left(x_1,x_2,x_3\right) d\tau \qquad (1.8)$$

Dicho esto, debemos ahora preguntarnos si el Primer Principio de la Termodinámica y, de hecho también todas las demás leyes que son formuladas para los sistemas uniformes, son igualmente válidas en los sistemas continuos. La experimentación confirma que efectivamente todas las leyes de la Termodinámica retienen su validez en los sistemas continuos. Podemos así confirmar que el Primer Principio se aplica a cualquier sistema continuo, así como a cualquier porción de él por pequeña que sea.

Vamos ahora a aplicar el Primer Principio en un sistema continuo y cerrado. Consideramos un intervalo de tiempo dt en el transcurso del cual la energía del sistema se modifica en dE. Teniendo en cuenta (1.8) podemos escribir

$$dE=\left[\frac{d}{dt}\int_v \rho\ e\ d\tau\right]dt \qquad (1.9)$$

Cuando un sistema continuo interacciona con el medio exterior es útil hacer una distinción entre dos tipos de interacciones: **interacciones de corto alcance y de largo alcance.**

Las primeras tienen lugar a través de los límites del sistema. En lo que al calor se refiere, esa interacción de corto alcance comprende el calor intercambiado por conducción y convección. En lo que respecta al trabajo, éste puede ser debido, bien a las fuerzas distribuidas sobre los límites del sistema, o por el flujo de una corriente eléctrica que atraviesa esos límites. En cualquier caso, la velocidad a la que el calor o

el trabajo atraviesa los límites del sistema por unidad de área, en general varía, de manera que tanto el calor como el trabajo deben ser calculados mediante integrales de superficie extendidas a la superficie límite del sistema en el instante considerado.

Para el calor, esa integral se calcula a partir del **vector flujo calorífico**, $\bar{q}(x_1, x_2, x_3, t)$, que representa el calor intercambiado por unidad de superficie y tiempo. En el caso del trabajo, la distribución de fuerzas superficiales se expresa mediante el **campo tensorial de tensiones**, $\bar{\bar{\sigma}}(x_1, x_2, x_3, t)$, siendo además necesario conocer el campo vectorial de los desplazamientos.

La interacción de largo alcance en forma de calor es la radiación. Las interacciones de largo alcance del tipo trabajo son debidas a las fuerzas creadas por aplicación de campos externos, como el campo gravitatorio, campos eléctricos o magnéticos. Estas fuerzas externas son proporcionales a la masa, de manera que el trabajo dW, y lo mismo dQ, se obtienen mediante integrales de volumen.

En el lenguaje de la Termostática, referida a sistemas uniformes, se suele expresar el balance de energía en términos diferenciales u otras cantidades infinitesimales, como hemos visto en el estudio de la Termodinámica Fundamental. Este lenguaje es el adecuado cuando uno se refiere a procesos extremadamente lentos en la proximidad de un estado de equilibrio.

No obstante, en una teoría de campos esta restricción resulta innecesaria, siendo más apropiado trabajar con cantidades finitas. Esto se logra dividiendo todos los términos de las relaciones diferenciales de la Termostática por el elemento de tiempo dt, reemplazando de esta manera las diferenciales por derivadas respecto al tiempo.

Así, derivando respecto al tiempo la ecuación (1.8), resulta

$$\frac{d}{dt}\int_V \rho e d\tau = \dot{Q} - \dot{W} \qquad (1.10)$$

donde

$\dot{Q} = \int_A \bar{q} \bullet (-\bar{n}) dA$ es el calor intercambiado a través de la superficie A que limite el sistema, y

$\dot{W} = \int_A \bar{T} \bullet \bar{v}\, dA + \int_V \rho\, \bar{g} \bullet \bar{v}\, d\tau$ es el trabajo intercambiado debido a las fuerzas de contacto y al campo externo gravitatorio.

Para un proceso que se realiza en un intervalo de tiempo entre t y t + Δt, habrá que integrar en el tiempo la ecuación del balance anterior y así

$$\Delta E = \int_{t}^{t+\Delta t} \left[\frac{d}{dt} \int \rho\, e\, d\,\tau \right] dt = \int_{t}^{t+\Delta t} \dot{Q}\, dt - \int_{t}^{t+\Delta t} \dot{W}\, dt \qquad (1.11)$$

I.6 BALANCE DE ENTROPÍA EN UN SISTEMA CONTINUO Y CERRADO.

Hemos dicho anteriormente que en la ingeniería tenemos que referirnos en muchas ocasiones a sistemas que difícilmente pueden ser considerados como uniformes y en los que resulta muy problemático aceptar la idealización de procesos cuasiestáticos. Para poder aplicar la Termodinámica en tal tipo de situaciones introducimos la noción de continuo y admitimos la validez del Principio del Equilibrio Local.

Teniendo esto presente consideremos una cierta porción de un fluido, una cierta masa de control, que en un cierto instante ocupa el volumen V, limitado por la superficie A. Siguiendo el procedimiento que veíamos anteriormente, introducimos el **campo escalar de entropía** s (x_i , t), entropía por unidad de volumen, que en general depende de las coordenadas espaciales y del tiempo. La entropía de la masa de control en ese instante es

$$S = \int_V \rho\, s\, d\,\tau$$

Siendo $\bar{q}$ el vector flujo calorífico, la variación de entropía por unidad de tiempo debida a la transmisión de calor, es decir, el flujo de entropía térmica es

$$\int_A \frac{\bar{q}}{T} \bullet \left(-\bar{n}\right) dA = \int_A \bar{\phi} \bullet \left(-\bar{n}\right) dA$$

donde $\bar{\phi}$ representa el vector flujo de entropía,

$$\bar{\phi}(x_i , T) = \frac{\bar{q}(x_i , t)}{T(x_i , t)} \qquad (1.12)$$

Según el Segundo Principio, desigualdad (10.22) de nuestro libro de Termodinámica Fundamental (**T.F.**), podemos escribir

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho s d\tau \geq \int_A \bar{\phi} \bullet \left(-\bar{n}\right) dA \qquad (1.13)$$

de forma que la variación de entropía por unidad de tiempo en el volumen material considerado es siempre mayor que el fluyo de entropía, verificándose la igualdad en el caso límite de un proceso reversible.

La desigualdad anterior la podemos transformar en una igualdad, incluyendo un término intrínsecamente positivo de creación de entropía. Este término representa, tal y como veíamos en la sección X.6 de nuestro libro **T.F.**, la producción de entropía debida a las irreversibilidades, tanto de tipo mecánico, térmico o químico. Llamando $\sigma_c\,(x_i, t)$ a la velocidad de creación de entropía por unidad de volumen, se tiene

$$\frac{d}{dt}\int_V \rho s d\tau = \int_A \bar{\phi}\bullet(-\bar{n})dA + \int_V \sigma_c d\tau \qquad (1.14)$$

Esta ecuación representa la formulación del Segundo Principio en un medio continuo, reflejando la ecuación del balance siguiente:

{Velocidad de variación de la entropía de sistema}=
={Transporte de entropia térmica por unidad de tiempo}+
+{Velocidad de producción de entropía dentro del sistema}

I.7 BALANCE DE EXERGÍA EN UN SISTEMA CONTINUO Y CERRADO.

Consideremos nuevamente el sistema cerrado de la figura 1.6. La exergía contenida en esa porción de fluido limitada por la superficie A es

$$B = \int_V \rho\ b\ d\ \tau$$

Haciendo un balance de exergía en la unidad de tiempo se tiene

$$\frac{dB}{dt} = \dot{B}_Q - \dot{W}_u - \dot{I} \qquad (1.15)$$

donde

$\frac{dB}{dt} = \frac{d}{dt}\int \rho\ b\ d\ \tau$ es la variación por unidad de tiempo de la exergía contenida en el sistema.

$\dot{B}_Q = \int \left(1 - \frac{Ta}{T}\right)\dot{\bar{q}} \bullet (-\bar{n})\, dA$ es el flujo de exergía intercambiado por unidad de tiempo asociado al calor.

$\dot{W}_u = \int_V \bar{\bar{T}} \bullet \bar{v}\, d\,\tau + \int_V \rho\,\bar{g} \bullet \bar{v}\, d\tau - P_a\,\dot{V}$ es el trabajo útil intercambiado en la unidad de tiempo.

$\dot{I} = Ta \int_V \dot{\sigma}_c \; d\tau$ es la velocidad de destrucción de exergía, como consecuencia de las irreversibilidades internas en el sistema.

La ecuación (1.15) refleja el balance de exergía siguiente:

$$\begin{gathered}\{\text{Velocidad de variación de la exergía del sistema}\} = \\ \{\text{Exergía cedida al sistema en forma de calor}\} \\ -\{\text{Exergía que el sistema cede en forma de trabajo}\} \\ -\{\text{Velocidad de destrucción de exergía}\}\end{gathered}$$

I.8 BIBLIOGRAFIA.

1. Shames I.M., Mechanics of Fluids, Mc Graw-Hill, 1.962

2. Slattery J.C., Momentum, Energy and Mass Transfer in Continua, Mc Graw-Hill, 1.972.

3. Truesdell C., Essays in the History of Mechanics, Springer-Virlag, 1.968.

4. Sisson L.E. y Pitts D.R., Elements of Transport Phenomena, Mc Graw-Hill, 1.972.

5. Bird R.B., Stewart W.E. y Lightfoot E.N., Transport Phenomena, J. Wiley, 1.970.

6. Ziegler H., An Introduction to Thermomechanics, North-Holland, 1.983.

7. Thompson Ph. A., Compresible-Fluid Dynamics, Mc Graw-Hill, 1.972.

LECCIÓN II BALANCES DE MASA, ENERGÍA Y EXERGÍA EN VOLÚMENES DE CONTROL

II.1 INTERÉS EN INGENIERÍA DE LA TÉCNICA DE LOS VOLÚMENES DE CONTROL.

En la lección I se consideró el balance de energía referido a un sistema cerrado, es decir, a un sistema que no intercambia masa con el medio exterior, ya que está limitado por una superficie impermeable. Sin embargo, es muy frecuente en la ingeniería tener que considerar sistemas a través de cuya superficie límite existe un intercambio de masa con el exterior.

Supongamos, por ejemplo, que pretendemos estudiar una máquina tal como una turbina de vapor, un compresor de aire, un intercambiador, etc. En principio, para estudiar tales sistemas podríamos adoptar dos puntos de vista completamente diferentes. Uno de ellos consistiría en considerar una cierta masa, lo que se denomina una **masa de control** y en seguir su evolución desde que entra hasta que sale del dispositivo considerado.

Como es de esperar, en la mayoría de las ocasiones es virtualmente imposible seguir el proceso termodinámico experimentado por esa masa de control, valorando los intercambios de energía mecánica y calorífica desde la entrada a la salida. Además de que este estudio así planteado sería extraordinariamente complicado, ocurre que en general no estamos interesados en el comportamiento individual de los distintos elementos de fluido que podamos considerar, sino en el comportamiento promedio de todos ellos.

Por ello, el punto de vista que vamos a adoptar consiste en considerar una cierta región del espacio físico, perfectamente delimitada, de forma que en cada instante el sistema considerado es la porción de fluido que se encuentra ocupando esa región del espacio. El sistema así definido se denomina **volumen de control**. La superficie que limita a un volumen de control puede ser real o ficticia y en general, puede cambiar de posición, tamaño y forma.

Mientras que en un sistema cerrado la superficie que lo limita es impermeable, la superficie que define los límites de un volumen de control es permeable, o al menos, existen algunas porciones de esa superficie que son permeables, ya que por definición, un volumen de control es un sistema abierto, de forma que el sistema intercambia masa continuamente con el medio exterior (recibe masa a través de las secciones de entrada y cede masa a través de las de salida). Por otra parte, en la inmensa mayoría

de los volúmenes de control que vamos a considerar, tales como turbinas, bombas, intercambiadores, tuberías, etc, esa superficie límite permanece fija y no cambia de forma ni tamaño. Existen, sin embargo, excepciones donde las simplificaciones que introducen estas características no van a poder ser tenidas en cuenta, como ocurre en los motores alternativos de combustión interna.

La técnica de los volúmenes de control es una de las más utilizadas en ingeniería, puesto que los balances de las distintas magnitudes se expresan mediante ecuaciones algebraicas o ecuaciones diferenciales que son relativamente sencillas. Esta sencillez es consecuencia de aproximaciones basadas en la intuición o en un conocimiento experimental de situaciones similares. De hecho, esta técnica se utiliza cuando lo que se necesita es un conocimiento global sobre el comportamiento del sistema, sin que sea necesaria una descripción detallada del fluido dentro del volumen de control.

Al plantear el balance de energía en un volumen de control habrá que tener en cuenta, además del calor y trabajo intercambiados a través de los límites del sistema, la energía asociada a la masa que entra y sale por la superficie permeable. Para poder efectuar este balance de energía, va a ser necesario conocer el estado de la materia en las secciones de entrada y salida.

Precisamente, al describir el estado de la materia vamos a admitir la hipótesis de que, en las regiones próximas a las secciones de entrada y salida, las variables termodinámicas y de flujo varían de una manera continua. Así pues, en las proximidades de esas secciones consideraremos que el fluido se comporta como un medio continuo, en el que es válida la Hipótesis del Equilibrio Local que estudiábamos en la lección I. Esto significa que, siendo Y una cierta variable intensiva, el cambio de esa variable entre dos secciones adyacentes es mucho más pequeño que el valor de la variable, es decir $dY/Y \ll 1$.

Por el contrario, en el interior del volumen de control habrá discontinuidades y turbulencias, de manera que en un caso general no se podrá utilizar la idea de la continuidad, ni se podrá admitir la Hipótesis del Equilibrio Local. Ahora bien, en otras muchas ocasiones admitiremos que dentro del volumen de control las variables termodinámicas varían de manera continua, de forma que podremos aplicar la teoría de campos y definir el campo escalar de presiones, densidad, densidad de energía, el vectorial de velocidades, etc. En definitiva, admitir que la Hipótesis del Equilibrio Local es válida dentro del volumen de control, para todos y cada uno de los puntos, es semejante a la condición de proceso cuasiestático en los sistemas cerrados.

Para finalizar, es importante distinguir con claridad entre el tratamiento de los procesos en los sistemas cerrados y en los volúmenes de control. En un sistema cerrado, el estado inicial y final se hallan separados por un cierto intervalo de tiempo, el tiempo que tarda el proceso en realizarse. Por el contrario, en un volumen de control los cambios de estado ocurren simultáneamente, aunque en lugares distintos del espacio físico, es decir, un proceso en un volumen de control es una sucesión simultánea en el espacio de distintos estados.

II.2 CAUDAL MÁSICO O GASTO.

Antes de seguir adelante y establecer los balances de masa, energía, entropía y exergía en un volumen de control, se ha creído conveniente recordar una serie de conceptos que habitualmente se estudian en un curso de Mecánica de Fluídos.

Las lineas definidas de forma que el campo de velocidades $\bar{v}\left(\bar{x},t\right)$ es tangente en cada uno de sus puntos se denominan **lineas de corriente**. Las lineas de corriente son, por lo tanto, la fotografía del estado de movimiento del fluido, modificándose de un instante al siguiente, con la importante excepción de cuando el movimiento es estacionario. La figura 2.1 representa las líneas de corriente de un flujo en el que se presenta un obstáculo de perfil cilíndrico.

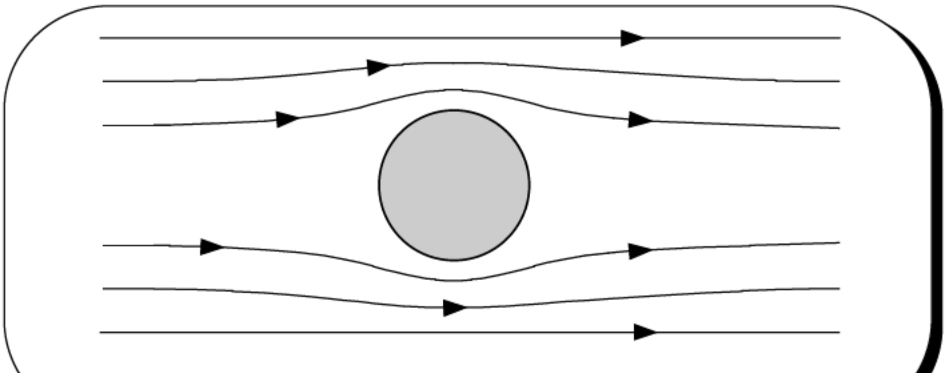


Figura 2.1

Las líneas de corriente se definen por las ecuaciones:

$$d x_i = v_i (x_j , t) d \lambda \tag{2.1}$$

donde d λ es una cantidad infinitesimal arbitraria, con las dimensiones del tiempo. Estas ecuaciones reflejan que si $d\bar{x}$ es un elemento vectorial de la línea de corriente en el punto $\bar{x}$, resulta entonces que $d\bar{x}$ es paralelo a $\bar{v}$. Siempre que $\bar{v} \neq 0$, las ecuaciones (2.1) predicen una dirección única para $d\bar{x}$, por lo que por un punto sólo pasa una linea de corriente, es decir, a excepción de en los puntos de estancamiento, las lineas de corriente no se cortan.

Si en las ecuaciones (2.1) eliminamos $d\lambda$ y las escribimos en la forma de Pfaff, resulta

$$\frac{dx_1}{v_1\left(x_j,t\right)} = \frac{dx_2}{v_2\left(x_j,t\right)} = \frac{dx_3}{v_3\left(x_j,t\right)}$$

Formalmente, la integración de ecuaciones de este tipo conduce a lineas formadas por la intersección de dos superficies

$$\Psi_1\left(x_j,t\right)=C_1$$

$$\Psi_2\left(x_j,t\right)=C_2$$

donde C_l y C_2 son constantes de integración, características de cada linea de corriente.

Si en lugar de escribir las ecuaciones de las lineas de corriente en la forma de Pfaff, utilizamos las ecuaciones diferenciales ordinarias siguientes:

$$\frac{dx_i}{d\,\lambda}=v_i\left(x_j,t\right)$$

se ve claramente, que en el caso particular en que $v_i\left(x_j,t\right)$ no dependa de t, es decir, cuando se trata de un régimen estacionario, puesto que entonces el tiempo ya no interviene en las ecuaciones, puede hacerse $\lambda \equiv t$, resultando

$$\frac{dx_i}{d\,t}=v_i\left(x_j\right) \tag{2.2}$$

que son precisamente las ecuaciones de las **trayectorias**, es decir, de las lineas a lo largo de las cuales se desplazan las partículas.

En definitiva, mientras las lineas de corriente son definidas a partir de las velocidades en un cierto instante, las trayectorias se refieren a instantes sucesivos. En general, ambos tipos de lineas son diferentes, pero coinciden en régimen estacionario.

Por último, vamos a definir qué se entiende por **tubo de corriente**. El conjunto de lineas de corriente que en un determinado instante pasan por una linea cerrada, que no sea linea de corriente, constituye una superficie tubular, con la particularidad de que en el instante considerado ninguna partícula la atraviesa. El espacio limitado por dicha superficie tubular, que naturalmente está ocupado por el fluido, denominamos tubo de corriente, ver figura 2.2.

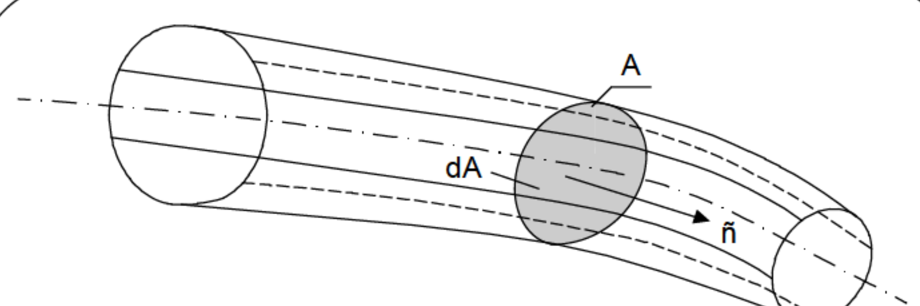


Figura 2.2

Consideremos una superficie A cualquiera y el tubo de corriente de la figura 2.2; vamos a determinar el caudal másico o gasto que pasa a través de ella, es decir, la masa que atraviesa la superficie A en la unidad de tiempo. Sea dA un elemento de área y $\overline{n}$ el vector unitario normal a la superficie elemental dA, que de acuerdo con el convenio de signos adoptado, consideraremos positivo cuando está dirigido hacia afuera y negativo en caso contrario.

Siendo $\rho\ (x_1, x_2, x_3, t)$ el campo escalar de densidad y $\overline{v}\ (x_1, x_2, x_3, t)$ el campo vectorial de velocidad, la masa que atraviesa esa superficie elemental en el tiempo dt es

$$\rho\ (x_i, t)\ \overline{v}(x_i, t)\ \overline{n}\, d\,A\, dt = \rho\, v_n\, d\,A\, dt$$

donde v_n es la componente normal de la velocidad. Con el fin de simplificar la escritura, a partir de ahora no hacemos explícita la dependencia respecto de las variables espaciales y el tiempo.

Integrando para el total de la superficie A, resulta que la masa que atraviesa dicha superficie en el tiempo dt es

$$d\,m = d\,t \int_A \rho\, v_n\, d\,A$$

y el gasto o caudal másico por unidad de tiempo, será

$$\dot{m} = \frac{d\,m}{d\,t} = \int_A \rho\, v_n\, d\,A \qquad (2.3)$$

En el caso particular de fluido incompresible, puesto que entonces ρ = cte, se tiene

$$\dot{m} = \rho \int_A v_n\, d\,A$$

Generalmente, en Hidraúlica se utiliza el caudal volumétrico, ya que se admite el modelo de fluido incompresible y por consiguiente, para obtener el gasto basta con multiplicar por la densidad. Asímismo, se puede definir una velocidad media <v>, tal que

$$< v > = \frac{\int \rho\, v_n\, d\,A}{\int \rho\ d\,A} \qquad (2.4)$$

de manera, que en función de dicha velocidad, el gasto será

$$\dot{m} = \langle v \rangle \int_A \rho \, dA$$

y si el fluido es incompresible, o bien, como más adelante estudiaremos, se admite el modelo de flujo unidimensional, en ese caso

$$\dot{m} = \rho \langle v \rangle A \qquad (2.5)$$

II.3 TEOREMA DEL TRANSPORTE DE REYNOLDS.

A la hora de aplicar la Termodinámica en los volúmenes de control, nos vamos a encontrar repetidas veces con cantidades definidas como integrales de volumen, extendidas sobre una cierta región V del medio continuo. Así, el ejemplo más sencillo es la masa

$$m = \int_V \rho \ (x, t) \, d\tau$$

donde $d\tau$ representa un elemento de volumen. En general, vamos a referirnos a la integral de volumen,

$$\int_V \chi \ (x_i, t) \, d\tau$$

donde χ es un campo tensorial.

El objetivo ahora es encontrar una expresión que refleje la velocidad de variación de esa integral y para ello, seguiremos la evolución con el tiempo de una cierta porción de fluido, es decir, de una masa de control. En el instante t, la masa de control considerada ocupa el volumen V, estando limitada por la superficie A. Puesto que el campo de velocidades es continuo, las partículas que en el instante t constituyen la superficie A, en un instante posterior t + dt definirán otra superficie A', siendo así que ésta será la nueva superficie en el instante t + dt de la masa de control considerada, ver figura 2.3.

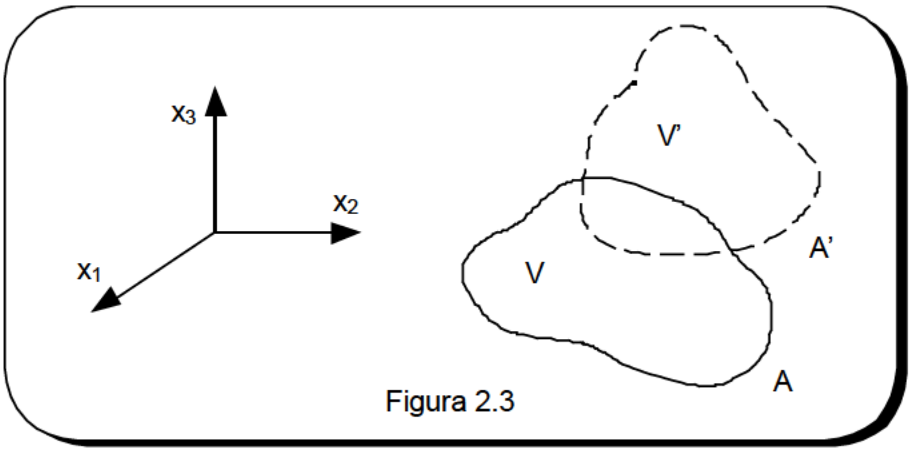


Figura 2.3

Un punto material de vector posición $\overline{x}$ en el instante t se habrá desplazado al punto $\overline{x}'$ = $\overline{x}$ + d $\overline{x}$ en el instante $t' = t + dt$. Por consiguiente, el cambio correspondiente experimentado por esa integral será

$$\int_{V'} \chi\ (\overline{x}', t')\ d\tau \ - \ \int_{V'} \chi\ (\overline{x}, t)\ d\tau$$

donde V' es el volumen de la masa de control en el instante t'.

Para valorar esa variación, consideramos en primer lugar los elementos de volumen que son comunes a V y V'. La contribución de un elemento de volumen d τ común a ambos es

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} d\tau \quad dt$$

Los elementos de volumen situados en V' pero no en V pueden ser representados por $d\tau = \overline{v} \bullet \overline{n}\, dA\, dt$. La contribución de cada uno de ellos será

$$\chi\, \overline{v} \bullet \overline{n}\, dA\, dt.$$

La contribución de los elementos de volúmen contenidos en V y no en V' se puede representar de manera similar. Resulta por lo tanto que

$$\frac{d}{dt} \int_V \chi\ d\tau \ = \int_V \frac{\partial \chi}{\partial t} d\tau \ + \int_A \chi \overline{v} \bullet \overline{n}\, dA \qquad (2.6)$$

Esta ecuación se conoce con el nombre del **teorema del transporte de Reynolds**. Como un ejemplo muy simple de aplicación consideremos que χ = 1. Se obtiene entonces

$$\frac{dV}{dt} = \int_A \overline{v} \bullet \overline{n}\, dA$$

y aplicando el teorema de la divergencia, resulta

$$\frac{dV}{dt} = \int_V \nabla \bullet \overline{v}\, d\tau$$

En el límite cuando $V \rightarrow 0$, se obtiene

$$\lim \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} = \nabla \bullet \overline{v}$$

Esta fórmula, que es debida originalmente a Euler, nos dice que la divergencia local de la velocidad, $\nabla \cdot \overline{v}$, representa la velocidad relativa de variación del volumen de una partícula fluida infinitesimal. Así, en un fluido incompresible, se satisface que $\nabla \cdot \overline{v} = 0$.

El teorema del transporte, tal y como lo hemos obtenido, se refiere a una masa de control. Pero, en muchas ocasiones, lo que nos interesa es conocer la derivada respecto del tiempo de una cantidad en un sistema abierto, es decir, en lo que hemos denominado un volumen de control.

Para determinar la variación en el tiempo de las distintas magnitudes del volumen de control, podemos reemplazarlo por un sistema material ficticio, es decir, por una masa de control asociada al volumen de control. La única restricción a realizar sobre este conjunto de partículas materiales es la de que la componente normal de la velocidad en los límites del sistema coincida con la componente normal de la velocidad de los límites del volumen de control. La ecuación (2.6) será igualmente válida, reemplazando la velocidad $\overline{v}$ por el campo de velocidades $\overline{v}_s$ del sistema de partículas ficticio y por lo tanto

$$\frac{d}{dt}\int_V \chi \, d\tau = \int_V \frac{\partial \chi}{\partial t} d\tau + \int_A \chi \overline{v}_s \bullet \overline{n} \, dA \qquad (2.7)$$

donde V y A son el volumen y la superficie del volumen de control respectivarnente y $\overline{v}_s$ es la velocidad de dicha superficie, que en general varía de un punto a otro de la superficie y es función del tiempo. Esta ecuación recibe el nombre de **teorema del transporte de Reynolds generalizado.**

II.4 BALANCE DE MASA EN UN VOLUMEN DE CONTROL.

Consideremos el volumen de control de la figura 2.4, en la que la linea de puntos señala los límites del sistema considerado. Se trata evidentemente de un sistema abierto, con varias secciones de entrada y de salida.

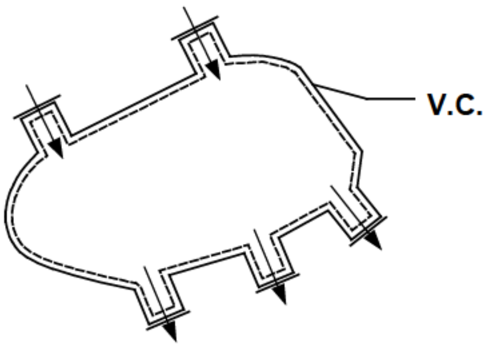


Figura 2.4

De acuerdo con el teorema del transporte generalizado, ecuación (2.7) y sustituyendo el campo tensorial χ por el escalar ρ , resulta

$$\frac{d}{dt}\int_V \rho \, d\tau = \int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} d\tau + \int_A \rho \, \overline{v}_s \bullet \overline{n} \, dA \tag{2.8}$$

donde V y A son el volumen y la superficie del volumen de control, en general función del tiempo y $\overline{v}_s$ es la velocidad de la superficie, que es función de la posición y del tiempo.

Esta ecuación , aunque evidentemente cierta, no es desde luego muy útil, ya que el primer término de la derecha de la igualdad es casi imposible de valorar, dado que generalmente no tendremos información sobre la forma en que $\partial \rho / \partial t$ varía en el interior del volumen de control.

Con el fin de eliminar ese término y sustituirlo por otro equivalente, consideremos una cierta masa de control, siendo V (MC) y A (MC) el volumen y la superficie de la misma, en el instante t. De acuerdo con el teorema del transporte de Reynolds, ecuación (2.6), se tiene

$$\frac{d}{dt}\int_{V(MC)} \rho \, d\tau = \int_{V(MC)} \frac{\partial \rho}{\partial t} d\tau + \int_{A(MC)} \rho \, \overline{v} \, \overline{n} \, dA \tag{2.9}$$

Por definición de sistema cerrado, es evidente que

$$\frac{d}{dt}\int_{V(MC)} \rho \, d\tau = 0$$

Si, además, elegimos esa masa de control de manera que en el instante t ocupe precisamente el volumen V del volumen de control, es decir, si se elige de manera que en el instante considerado $V(MC) \equiv V$ y $A(MC) \equiv A$, a partir de (2.9) se tiene

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial_t} d\tau = -\int_A \rho \, \overline{v} \bullet \overline{n} \, dA \tag{2.10}$$

Sustituyendo este resultado en la ecuación (2.8), se obtiene,

$$\frac{d}{d\,t}\int_V \rho \, d\,\tau = \int_A \rho \, \left(\overline{v} - \overline{v}_s\right) \bullet \overline{n} \, dA \tag{2.11}$$

El término de la izquierda representa la velocidad de variación de la masa contenida dentro del volumen de control considerado. Puesto que $\overline{v}$ - $\overline{v}_s$ es la velocidad relativa del fluido respecto de los límites del sistema, el término de la derecha es la velocidad del transporte de masa al sistema a través de sus límites.

En efecto, dado que $\bar{v}$ - $\bar{v}_s$ es diferente de cero solamente en la parte permeable de la superficie, es decir, en las secciones de entrada y salida, la ecuación anterior se puede escribir igualmente

$$\frac{d}{d\,t}\int_V \rho\, d\,\tau = \int_{A(en,sal)} \rho\,\left(\bar{v}-\bar{v}_s\right)\bullet\left(-\bar{n}\right) dA \qquad (2.12)$$

o expresado en palabras

$$\left\{\begin{array}{l}\text{La variación de la masa}\\ \text{contenida en el V.C, por}\\ \text{unidad de tiempo}\end{array}\right\} = \left\{\begin{array}{l}\text{El transporte de masa al sistema a}\\ \text{través de sus límites, por unidad de}\\ \text{tiempo}\end{array}\right\}$$

que es la **ecuación del balance de masa**.

En las secciones de entrada, el producto escalar de la velocidad relativa, $\bar{v}$ - $\bar{v}_s$, por el vector unitario, $\bar{n}$, es negativo, ya que el sentido asignado a $\bar{n}$ es hacia afuera de la superficie, en tanto que en las secciones de salida ese producto escalar es positivo. De ahí, el signo negativo que aparece delante de $\bar{n}$ en la ecuación del balance.

De una forma más compacta, la ecuación (2.12) se puede escribir

$$\frac{d\,m_{v\,c}}{d\,t} = \sum_i^{en} \dot{m}_i - \sum_j^{sal} \dot{m}_j \qquad (2.13)$$

donde m_{vc} es la masa contenida en el volumen de control en el instante t y $\dot{m}_j$ es el caudal másico o gasto en la sección de entrada/salida A_j.

En la mayoría de los volúmenes de control de interés técnico, $\bar{v}_s = 0$ es decir, los puntos de la superficie permanecen en reposo. En efecto, generalmente nos referimos a volúmenes de control fijos y de superficies rígidas. En este caso, la ecuación (2.12) se simplifica en

$$\frac{d}{d\,t}\int_V \rho\, d\,\tau = \int_A \rho\;\bar{v}\bullet\left(-\bar{n}\right) dA \qquad (2.14)$$

En las aplicaciones técnicas no se cometen errores apreciables si se admite que, en las secciones de entrada y salida, el flujo es **unidimensional**. Esto significa que, en toda la sección transversal al flujo, todas las variables termodinámicas y de flujo son constantes y varían solamente en la dirección del flujo. Por consiguiente, admitida esta hipótesis, para cada sección de entrada o de salida tanto $\bar{v}$ como ρ son constantes,

siendo $\bar{v}$ codireccional con $\bar{n}$. En este caso, la ecuación del balance de masa se puede escribir

$$\frac{d\, m_{vc}}{d\, t} = \sum_{i}^{en} (\rho\, vA)_i - \sum_{j}^{sal} (\rho\, vA)_j \qquad (2.15)$$

En la realidad ocurre que la velocidad es muy pequeña en las proximidades de la pared de la tubería, siendo exactamente cero en el punto de contacto con ella, mientras que va aumentando conforme nos acercamos al centro del derrame, con una ley de variación que depende de diversos factores y desde luego, según sea el derrame laminar o turbulento. Por ello, el valor de v que aparece en la ecuación del balance anterior se refiere al valor medio, tal y como hemos definido en la sección II.2.

Si el régimen es **estacionario**, eso significa que nada depende del tiempo, de manera que el estado termodinámico del fluido en cada uno de los puntos del volumen de control, así como su velocidad, aceleración, etc., no dependen del tiempo. Por consiguiente, ocurrirá asimismo que el gasto que atraviesa los límites del sistema ha de ser constante y además, puesto que no hay variación de la masa contenida en el volumen de control, el gasto que entra por las secciones de entrada será igual al que sale por las de salida. Por consiguiente, en régimen estacionario o permanente, la ecuación del balance de masa es

$$\sum_{i}^{en} (\rho\ \ v\, A)_i = \sum_{j}^{sal} (\rho\ \ v\, A)_j \qquad (2.16)$$

donde se ha supuesto la hipótesis de flujo unidimensional. En el caso rnuy frecuente, de una sola sección de entrada A_1 y una de salida A_2, se tiene

$$(\rho\ \ v\, A)_1 = (\rho\ \ v\ \ A)_2 \qquad (2.17)$$

y para el fluido incompresible,

$$(v\, A)_1 = (v\, A)_2 \qquad (2.18)$$

II.5 BALANCE DE ENERGÍA EN UN VOLUMEN DE CONTROL.

Consideremos nuevamente el volumen de control de la figura 2.4. Si en la ecuación (2.7) reemplazamos el campo tensorial χ por el escalar ρ e, se tiene

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho\, e\, d\, \tau = \int_V \frac{\partial\, (\rho\, e)}{\partial\, t} d\tau + \int_A \rho\, e\, \bar{v}_s \bullet \bar{n}\, dA \qquad (2.19)$$

Con el símbolo e representamos el campo escalar de energía específica, $e = e(\bar{x}, t)$. Puesto que no tenemos en cuenta efectos eléctricos ni magnéticos y dado que todos los volúmenes de control que consideremos están sometidos a la acción del campo gravitatorio, el término de energía comprende la energía interna, cinética de traslación y potencial gravitatoria, es decir

$$e = u + 1/2\, v^2 + g\, z$$

De manera similar al comentario que hacíamos con respecto a la ecuación (2.8), el primer término de la derecha de la igualdad no lo podemos valorar, ya que ello implicaría conocer la variación con el tiempo de la energía en cada uno de los puntos del interior del volumen de control. Precisamente y en esto consiste la técnica de los volúmenes de control, el objetivo es establecer el balance de energía en función de magnitudes que se refieren a los límites del sistema, de manera que éste pueda ser considerado como una caja negra, con una serie de entradas y salidas.

Para superar esa dificultad, vamos a considerar una cierta porción del fluido, una cierta masa de control, que en el instante t considerado ocupa el volumen V(MC), siendo su superficie A(MC). Aplicando el teorema del transporte de Reynolds a dicho sistema cerrado, siendo ahora el campo tensorial χ el escalar ρ e, resulta

$$\frac{d}{dt}\int_{V(MC)} \rho\, e\, d\tau = \int_{V(MC)} \frac{\partial(\rho\, e)}{\partial t} d\tau + \int_{A(MC)} \rho\, e\, \bar{v} \bullet \bar{n}\, dA$$

Llamando $\dot{Q}$ y $\dot{W}$ al calor y al trabajo intercambiados por dicha masa de control en la unidad de tiempo, y sustituyendo en la ecuación anterior, resulta

$$\int_{V(MC)} \frac{\partial(\rho\, e)}{\partial t} d\tau = \dot{Q} - \dot{W} - \int_{A(MC)} \rho\, e\, \bar{v} \bullet \bar{n}\, dA$$

Si elegimos la masa de control, de manera que en el instante considerado ocupe precisamente el volumen V, es decir, la elegimos tal que V(MC) ≡ V y A(MC) ≡ A, en ese caso, el término de la izquierda de la igualdad anterior coincide con el primer término de la derecha de la ecuación (2.19), que era precisamente el que queríamos eliminar. Sustituyendo, se obtiene,

$$\frac{d}{dt}\int_{V} \rho\, e\, d\tau = \dot{Q} - \dot{W} + \int_{A} \rho\, e\, \left(\bar{v} - \bar{v}_s\right) \bullet \left(-\bar{n}\right) dA \qquad (2.20)$$

El término de la izquierda de esta igualdad representa evidentemente la velocidad de variación de la energía contenida en el volumen de control. El primer término de la derecha es el calor cedido al volumen de control por unidad de tiempo, el segundo es el trabajo entregado al exterior por unidad de tiempo, es decir, la potencia y el tercero representa la velocidad de intercambio de energía con el exterior, debido al transporte de masa a través de las secciones de entrada y salida.

En definitiva, la ecuación (2.20) refleja el balance de energía siguiente:

$$\left\{\begin{array}{l}\text{La velocidad de variación}\\ \text{de la energía contenida}\\ \text{en el volumen de control}\end{array}\right\} = \left\{\begin{array}{l}\text{Calor cedido al}\\ \text{sistema por unidad}\\ \text{de tiempo}\end{array}\right\} -$$

$$- \left\{\begin{array}{l}\text{Potencia que el}\\ \text{sistema cede}\\ \text{al exterior}\end{array}\right\} + \left\{\begin{array}{l}\text{Energía intercambiada por}\\ \text{unidad de tiempo, como consecuencia}\\ \text{del transporte de masa}\end{array}\right\}$$

La ecuación (2.20) es una generalización de la (1.10), válida solamente para sistemas cerrados. Efectivamente, en el caso particular de un sistema que no intercambia masa, la integral de superficie de la (2.20) se anula y recuperamos entonces la ecuación (1.10).

Como acabamos de decir, $\dot{Q}$ es el calor intercambiado por unidad de tiempo a través de la superficie que limita al volumen de control. Si llamamos $\bar{q}$ al **vector flujo calorífico**, es decir, al calor intercambiado por unidad de superficie y tiempo, se tiene

$$\dot{Q} = \int_A \bar{q} \bullet \left(-\bar{n}\right) dA \tag{2.21}$$

El signo negativo es consecuencia del criterio de signos adoptado, ya que consideramos positivo el calor cedido al sistema y hemos definido el vector unitario con el sentido dirigido hacia afuera de la superficie. Este vector flujo calorífico es proporcional al gradiente de la temperatura y según la **ley de Fourier**

$$\bar{q} = -\ k\ \nabla T \tag{2.22}$$

donde k es una característica de cada material, denominada la **conductividad térmica** .

El término $\dot{W}$ representa, como hemos dicho, el trabajo cedido por el sistema en la unidad de tiempo. De acuerdo con la definición del vector tensión, este término será

$$\dot{W} = \int_A \bar{T} \bullet \bar{v}\, dA + \int_V \rho\, \bar{g} \bullet \bar{v}\, d\tau = \int_A \bar{T} \bullet (\bar{v} - \bar{v}_s) dA + \int_A \bar{T} \bullet \bar{v}_s\, dA + \int_V \rho\, \bar{g} \bullet \bar{v}\, d\tau \tag{2.23}$$

La primera integral de la derecha solamente tiene un valor distinto de cero en las secciones de entrada y salida, de forma que se puede escribir

$$\int_{A} \overline{T} \bullet (\overline{v} - \overline{v}_s) dA = \int_{A(en,sal)} \overline{T} \bullet (\overline{v} - \overline{v}_s) dA$$

Si consideramos despreciable el efecto de la viscosidad del fluido en dichas sección, o también, si el flujo es unidimensional, siendo por lo tanto la velocidad normal a la sección, en ambos casos se tiene

$$\int_{A(en,sal)} \overline{T} \bullet (\overline{v} - \overline{v}_s)\, dA \quad = \int_{A(en,sal)} P \ (\overline{v} - \overline{v}_s) \bullet \left(-\overline{n}\right) dA \ =$$

$$= \int_{A(en,sal)} \rho\, P\, v\, (\overline{v} - \overline{v}_s) \bullet \left(-\overline{n}\right) dA \qquad (2.24)$$

Este término, que está siempre presente al hacer el balance de energía en un volumen de control, es el denominado **trabajo de flujo o de trasvasamiento**, ya que es el trabajo requerido para empujar al fluido hacia adentro y hacia afuera del sistema abierto. En efecto, la porción de fluido que se encuentra ocupando el volumen considerado en un instante dado, al salir de él debe empujar al fluido que se encuentra por delante. Es como si tuviese que desplazar un émbolo y realizar un trabajo en contra de él. Igualmente, el fluido que entra en el volumen de control en un instante dado, es empujado por el que viene por detrás. Es como si existiera un émbolo, que al desplazarse, realizara un trabajo, ver figura 2.5.

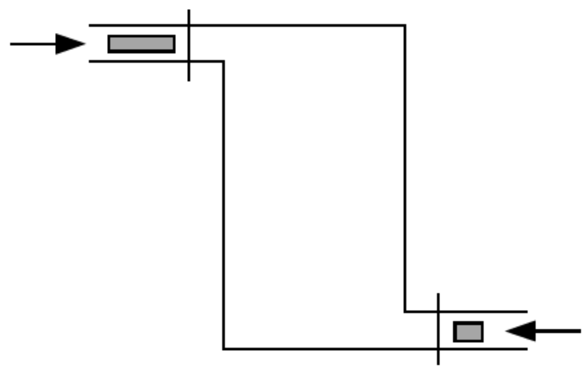


Figura 2.5

La segunda integral del miembro de la derecha de la igualdad (2.23) representa el trabajo realizado por el fluido contenido en el volumen de control, debido a la distribución de tensiones en la superficie que lo limita. Naturalmente, si la totalidad de esa superficie estuviera fija, el valor de la integral sería nulo. Solamente si existe alguna porción de la superficie que sea móvil, como los álabes de una turbina, la integral toma un valor distinto de cero. A este término se le denomina **trabajo (potencia) técnico o trabajo en el eje** y lo representaremos por el sÍmbolo $\dot{W}_t$.

Volviendo nuevamente a la ecuación del balance (2.20), se tiene

$$\frac{d}{d\,t}\int_V \rho\, e\, d\,\tau \;=\; \dot{Q} \;-\; \dot{W}_t \;+\; \int_{A(en,sal)} \rho\;(e + P\,v)\;(\overline{v} - \overline{v}_s)\,\bullet\,(-\overline{n})\; dA$$

Recordando que h = u+pv, esta ecuación se puede igualmente escribir

$$\frac{d}{d\,t}\int_V \rho\, e\, d\,\tau \;=\; \dot{Q} \;-\; \dot{W}_t \;+\; \int_{A(en,sal)} \rho\;\left(h + 1/2\; v^2 + gz\right)\;(\overline{v} - \overline{v}_s)\,\bullet\,(-\overline{n})\; dA$$

II.5.1 ALGUNOS CASOS PARTICULARES.

En la inmensa mayoría de las aplicaciones de la Termodinámica Técnica, se puede considerar que el flujo en las secciones de entrada y salida es unidimensional, de manera que la ecuación anterior resulta

$$\frac{d}{d\,t}\int_V \rho\; e\; d\;\tau = \dot{Q} - \dot{W}_t + \sum_i^{en} \dot{m}\;\left(h + e_c + e_p\right)_i - \sum_i^{sal} \dot{m}_j\left(h + e_c + e_p\right)_j\;; \qquad (2.26)$$

o también

$$\frac{d}{dt}\left(U + E_c + E_p\right)_{VC} = \dot{Q} - \dot{W}_t + \sum_i^{en} \dot{m}_i\left(h + e_c + e_p\right)_i - \sum_j^{sal} \dot{m}_j\left(h + e_c + e_p\right)_j \qquad (2.27)$$

Esta ecuación refleja el balance de energía por unidad de tiempo. Si queremos escribir la ecuación del balance en un intervalo de tiempo finito entre t y $t + \Delta t$, integraremos la ecuación anterior, resultando

$$\Delta\;\left(U + E_c + E_p\right)_{VC} = \int_t^{t+\Delta t} \dot{Q}\, dt - \int_t^{t+\Delta t} \dot{W}_t\; dt \;+ \int_t^{t+\Delta t} \sum_i^{en} \dot{m}_i\;\left(h + e_c + e_p\right)_i\;dt$$

$$- \int_t^{t+\Delta t} \sum_j^{sal} \dot{m}_j\left(h + e_c + e_p\right)_j dt \qquad (2.28)$$

En el caso particular de que el régimen sea estacionario, el término de la izquierda de la igualdad se anula y además, todo es independiente del tiempo, de manera que $\dot{Q}$, $\dot{W}_t$, h_i... no son función del tiempo. En este caso, la ecuación (2.27) toma la forma siguiente

$$\dot{Q} - \dot{W}_t = \sum_j^{sal} \dot{m}_j \left(h + e_c + e_p\right)_j - \sum_i^{en} \dot{m}_i \left(h + e_c + e_p\right)_j \qquad (2.29)$$

En el caso particular y muy frecuente de que sólo exista una sección de entrada 1 y otra de salida 2, puesto que en régimen estacionario es $\dot{m}_1 = \dot{m}_2$, se tiene

$$\dot{Q} - \dot{W}_t = \dot{m} \left[\left(h_2 - h_1\right) + \left(e_{c2} - e_{c1}\right) + \left(e_{p2} - e_{p1}\right) \right] \qquad (2.30)$$

Integrando esta ecuación en el tiempo unitario t_u, es decir, el tiempo en que una unidad de masa entra y por lo tanto, otra sale del volumen de control y haciendo

$$\int_t^{t+t_u} \dot{Q}\, dt = t_u\, \dot{Q} = q \qquad \int_t^{t+t_u} \dot{W}_t\, dt = t_u\, W_t = w_t$$

resulta finalmente

$$q - w_t = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p \qquad (2.31)$$

que es una forma del balance de energía que tiene una gran aplicación. Respecto de esta ecuación es interesante constatar que los términos de la derecha de la igualdad dependen solamente de las condiciones del fluido en las secciones de entrada y salida, mientras que los de la izquierda son función del camino termodinámico que experimente el fluido, por lo que su determinación directa presenta dificultades especiales.

Evidentemente, el balance de energía nos proporciona una ecuación y de una ecuación se puede despejar una incógnita. Así, conociendo todos los demás términos podremos calcular, por ejemplo, el calor intercambiado. Ahora bien, en aquellos problemas en los que q ha de ser calculado en función de los coeficientes locales de transmisión y de las diferencias de temperatura locales, es más conveniente escribir la ecuación del balance de energía para un volumen diferencial, generando así una ecuación diferencial e integrar después esa ecuación entre las secciones de entrada y salida.

II.6 BALANCE DE ENTROPÍA EN UN VOLUMEN DE CONTROL.

Consideremos el volumen de control representado en la figura 2.4, con varias secciones de entrada y salida y cuya superficie límite cambia en general de forma y tamaño, estando sometida a un campo de velocidades $\overline{v}_s\,(x_i, t)$.

Si en la ecuación (2.7), que representa el teorema del transporte generalizado, reemplazamos el campo tensorial χ por el escalar ρ s, se tiene

$$\frac{d}{dt}\int_V \rho\, s\, d\tau = \int_V \frac{\partial(\rho\, s)}{\partial t} d\tau + \int_A \rho\, s\, \overline{v}_s \bullet \overline{n}\, dA \qquad (2.32)$$

De modo similar a lo que hemos comentado al estudiar el balance de masa y energía, para valorar el término de la derecha de la igualdad anterior sería necesario conocer la variación local de la entropía en cada uno de los puntos del interior del volumen de control. Pero, precisamente, esta técnica de los volúmenes de control trata de establecer el balance de entropía o de cualquier otra magnitud, en función de cantidades que se refieren a los límites del sistema, de forma que éste es considerado como una caja negra.

Para superar esta dificultad, consideremos una masa de control tal que en el instante considerado ocupa un cierto volumen V (MC) y está limitada por la superficie A (MC). Según el teorema de Reynolds, ecuación (2.6), si el campo tensorial χ lo particularizamos en el escalar ρ s, resulta

$$\frac{d}{dt}\int_{V(MC)} \rho\, s\, d\tau = \int_{V(MC)} \frac{\partial(\rho\, s)}{\partial t} d\tau + \int_{A(MC)} \rho\, s\, \overline{v} \bullet \overline{n}\, dA$$

donde $\overline{v}$ representa el campo de velocidades del fluido. La ecuación (1.14) representa el balance de entropía en una cierta masa de control, de forma que sustituyendo en la igualdad anterior, se tiene

$$\int_{V(MC)} \frac{\partial(\rho\, s)}{\partial t} d\tau = -\int_A \overline{\phi} \bullet \overline{n}\, dA + \int_V \sigma_c d\tau - \int_A \rho s\, \overline{v} \bullet \overline{n}\, dA$$

Si elegimos la masa de control de forma que en el instante considerado coincida con el volumen de control, es decir, de manera que V (MC) ≡ V y A (MC) ≡ A en ese caso, el término de la izquierda de la igualdad anterior coincide con el primero de la derecha de (2.32), que era el que queríamos eliminar. Sustituyendo, resulta

$$\frac{d}{dt}\int_V \rho\, s\, d\tau = \int_A \overline{\phi} \bullet (-\overline{n})\, dA + \int_A \rho\, s\, (\overline{v} - \overline{v}_s) \bullet (-\overline{n})\, dA + \int_V \sigma_c\, d\tau \qquad (2.33)$$

El término de la izquierda de esta igualdad representa la velocidad de variación de la entropía contenida en el volumen de control. El primer término de la derecha es el flujo de entropía como consecuencia del calor intercambiado, el segundo representa la velocidad de intercambio de entropía con el exterior, debido al transporte de masa a través de la parte permeable de la superficie límite, y el tercero es la entropia creada dentro del volumen de control debido a las irreversibilidades internas.

Así pues la ecuación (2.33) refleja el balance de entropía siguiente:

$$\left\{\begin{matrix}\text{La velocidad de variación}\\ \text{de la entropía contenida}\\ \text{en el volumen de control}\end{matrix}\right\} =$$

$$= \left\{\begin{matrix}\text{Flujo de entropia}\\ \text{debido al calor}\\ \text{intercambiado}\end{matrix}\right\} + \left\{\begin{matrix}\text{Entropía intercambiada, por unidad}\\ \text{de tiempo, como consecuencia del}\\ \text{transporte de masa}\end{matrix}\right\} +$$

$$+ \left\{\begin{matrix}\text{Producción de entropía}\\ \text{por unidad de tiempo debido}\\ \text{a las irreversibilidades}\end{matrix}\right\}$$

Evidentemente, la ecuación (2.33) es una generalización de la (1.14), que era válida solamente para sistemas cerrados. Así, en el caso particular de un sistema que no intercambia masa, la última integral de (2.35) se anula y de esta forma volvemos a obtener la (1.14).

Si es válido el modelo de flujo unidimensional en las secciones de entrada y salida, la ecuación (2.33) se puede escribir

$$\frac{d}{dt}\int_V \rho\, s\, d\tau = \int_A \bar{\phi}\bullet(-\bar{n})\,dA + \sum_i^{en} \dot{m}_i s_i - \sum_j^{sal} m_j s_j + \int_V \sigma_c d\tau \qquad (2.34)$$

En el caso de régimen estacionario, el término de la izquierda de la igualdad se anula y además, todo se hace independiente del tiempo, resultando la ecuación siguiente

$$\sum_j^{sal} m_j s_j - \sum_i^{en} m_i s_i = -\int_A \bar{\phi}\bullet\left(-\bar{n}\right)dA + \int_V \sigma_c d\tau \qquad (2.35)$$

Si sólo hay una sección de entrada 1 y otra de salida 2, la ecuación anterior se convierte en

$$\dot{m}\left(s_2 - s_1\right) = -\int_A \bar{\phi}\bullet\left(-\bar{n}\right)dA + \int_V \sigma_c d\tau \qquad (2.36)$$

Si el proceso es adiabático, no existe flujo de entropía, de forma que en ese caso podemos concluir que

$$s_2 > s_1 \tag{2.37}$$

es decir, la entropía del fluido en la sección de salida es mayor que la que tiene en la entrada del volumen de control. En el caso particular de que no hubiera producción de entropía, es decir, si además de adiabático el proceso fuera reversible, entonces

$$s_2 = s_1$$

II.7 BALANCE DE EXERGÍA EN UN VOLUMEN DE CONTROL

II.7.1 EXERGÍA FÍSICA DEL FLUJO.

Hemos definido en la lección XIII de nuestro libro **TERMODINÁMICA FUNDAMENTAL** la exergía física de un sistema simple, que según veíamos, representa el máximo trabajo que puede obtenerse del sistema compuesto formado por la atmósfera y el sistema, o bien, interpretándolo de otra manera, el mínimo trabajo necesario para llevar al sistema desde el equilibrio restringido con la atmósfera hasta el estado considerado.

Ahora bien, desde el punto de vista del ingeniero resulta quizá mas interesante poder dar respuesta a la pregunta siguiente ¿cual es el máximo trabajo que se puede obtener de un cierto caudal de un fluido?.

Para contestar a esta pregunta consideremos un caudal másico $\dot{m}$ de un cierto fluido, que en una cierta sección se encuentra en el estado 1 (utilizamos pues el modelo de flujo unidimensional). Nuestro objetivo es determinar el trabajo máximo que se puede obtener de dicho gasto en el estado 1, de manera que hipotéticamente acoplaríamos una máquina, cuyas características van a ser descritas a continuación, y de cuyo eje obtendríamos ese trabajo máximo que estamos tratando de determinar, ver figura 2.6.

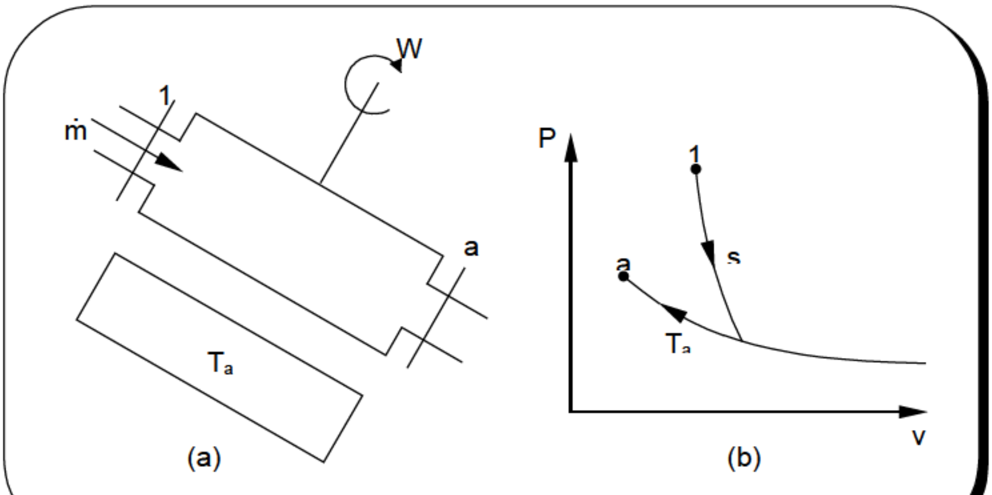


Figura 2.6

El estado del fluido a la salida de esa máquina hipotética ha de ser tal que de él ya no debe poder obtenerse trabajo, por lo que ha de encontrarse en el estado muerto a(T_a, P_a). Además, su energía potencial deberá ser nula, lo mismo que su energía cinética, lo cual teóricamente requeriría una sección de salida infinita.

Por otra parte, el fluido en su paso a través de la máquina sólo puede intercambiar calor con la atmósfera, ya que el intercambio de calor con cualquier otro sistema a una temperatura diferente a T_a supondría un suministro o una cesión de exergía. Es claro que el proceso ha de ser reversible, pues nuestro objetivo es determinar el máximo trabajo; así pues, consistirá en una isoentrópica hasta la temperatura T_a, seguida de la isoterma T_a hasta alcanzar el estado final a (T_a, P_a) ver figura 2.6 (b). Además, es claro que para contestar a la pregunta formulada debemos considerar una situación de régimen estacionario.

De acuerdo con (2.30), del balance de energía se obtiene

$$\dot{Q} - \dot{W}_t = \dot{m}\left[\left(h_a - h_1\right) - e_{c_1} - e_{p_1}\right]$$

Haciendo un balance de entropía, ecuación (2.36), y puesto que el proceso es reversible, resulta

$$\dot{m}\left(s_a - s_1\right) = -\int_A \bar{\phi} \bullet \left(-\bar{n}\right) dA = -\frac{\dot{Q}}{T_a}$$

Sustituyendo este valor de $\dot{Q}$ en el balance de energía, se obtiene

$$\dot{W}_t = \dot{m}\left[\left(h_1 - h_a\right) - T_a\left(s_1 - s_a\right) + e_{c1} + e_{p1}\right] \qquad (2.38)$$

Los términos de energía cinética e_{c1} y potencial e_{p1} representan formas de energía mecánica y por consiguiente, son íntegramente transformables en trabajo. Por otra parte, el término $h_1 - h_a - T_a (s_1 - s_a)$ está asociado al estado termodinámico del fluido y representa el máximo trabajo técnico que puede obtenerse del mismo por unidad de masa. A esta agrupación de variables se le denomina **exergía física del flujo (o trasvasamiento)** y la representaremos con el símbolo B_f, de modo que

$$B_f = H - H_a - T_a (S - S_a) \qquad (2.39)$$

Una vez fijadas las condiciones ambientales (P_a , T_a), se trata evidentemente de una variable termodinámica. Es además una variable extensiva, siendo la variable específica correspondiente

$$b_f = \frac{B_f}{N} = h - h_a - T_a\,(s - s_a) \qquad (2.40)$$

En definitiva, sea un volumen de control que sólo puede intercambiar calor con la atmósfera y por cuya sección de entrada pasa un caudal fluido. La máxima potencia que puede obtenerse del sistema formado por el volumen de control + la atmósfera es proporcional al gasto y viene definido por el valor de la exergía física del flujo más la energía cinética y potencial del fluido en la sección de entrada, fórmula (2.38). A la suma $b_f + e_c + e_p$ algunos autores la denominan la **capacidad de trabajo técnico**.

Para el caso de un medio continuo, se define el campo escalar $b_f\,(x_i\,,\,t)$, función de las coordenadas espaciales y el tiempo, siendo

$$b_f\,(x_i\,,\,t) = h\,(x_i\,,\,t) - T_a\, s(x_i\,,\,t) - (h_a - T_a \cdot s_a) \qquad (2.41)$$

II.7.2 CÁLCULO DE LA VARIABLE TERMODINÁMICA EXERGIA FÍSICA DEL FLUJO.

Estrictamente hablando, ni la exergía física ni la exergía física del flujo son variables termodinámicas en cuanto que, además del estado de equilibrio, dependen también de las condiciones ambientales presión y temperatura. Ahora bien, supuesto que esas condiciones han sido fijadas y permanecen constantes, se puede aceptar que se trata de variables termodinámicas, estando ligadas por la ecuación

$$b_f = b + v(P - P_a) = b + ZRT\left(1 - \frac{P_a}{P}\right) \qquad (2.42)$$

De acuerdo con esta relación es claro que, si bien la exergía b es intrínsecamente positiva, haciéndose nula en el estado muerto, la exergía del flujo b_f puede tener valores negativos, ya que el trabajo de trasvasamiento $v(P - P_a)$ puede ser negativo y de valor absoluto mayor que b.

Así, considérese el estado $1(T_1\,,\,P_1)$ de la figura 2.7. Según veíamos en la Termodinámica Fundamental, la exergía física b_1 viene representada por el área $A_{12\,ab}$, evidentemente positiva. Tal y como se aprecia en la figura, el área que representa $v_1\,(P_1\text{-}P_a)$ es negativa y mayor en valor absoluto que $A_{12\,ab}$, de forma que efectivamente, la exergía física de flujo es negativa y viene representada por el área $A_{12\,acd}$.

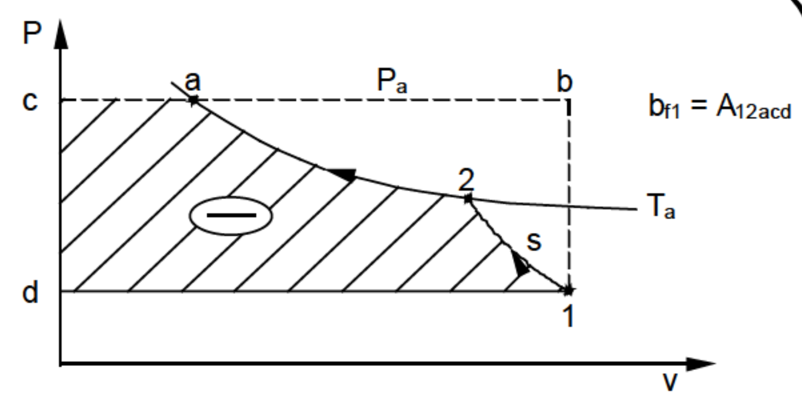


Figura 2.7

Por el contrario, si nos referimos al estado de vapor recalentado de la figura 2.8, puesto que ahora v_1 $(P_1 - P_a)$ es positivo, es claro que b_{f1} es positiva y de valor mayor que b_1.

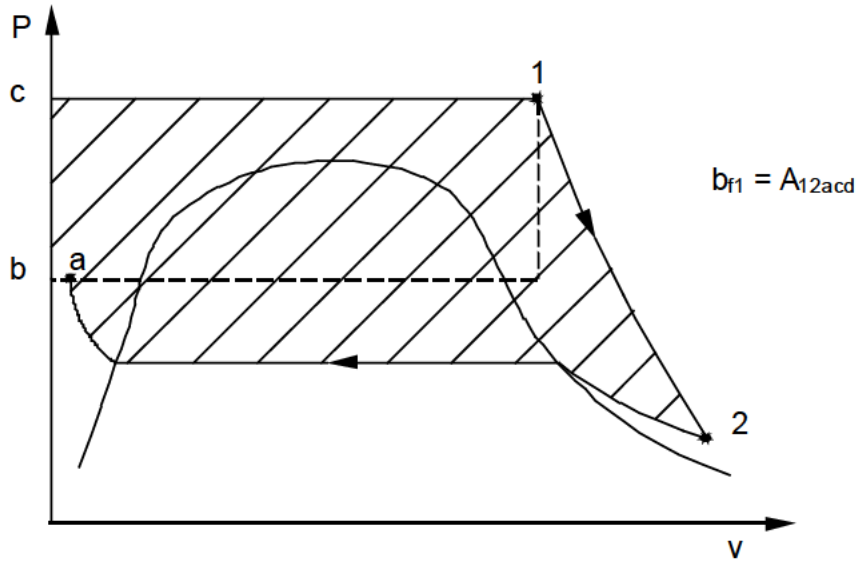


Figura 2.8

Vamos a obtener a continuación una serie de expresiones para el cálculo de las variables b y b_f en distintos tipos de fluidos. Se comenzará considerando el modelo del gas ideal, generalizándose después para mezclas de gases ideales. Nos referiremos a continuación al caso de fluido incompresible y finalmente, determinaremos la exergía física de un fluido cualquiera mediante el método de las correlaciones generalizadas.

En todo momento, la variable que consideraremos es la exergía de flujo b_f, ya que desde un punto de vista técnico tiene mayor interés, por ser la variable que aparece en los balances de exergía para volúmenes de control. Además, una vez conocida b_f, la variable b se determina de forma inmediata por aplicación de la relación (2.42).

II.7.3 EXERGÍA FÍSICA DE UN GAS IDEAL.

Para valorar b_f se requiere la determinación del término de entalpía y del de entropía. En un gas ideal

$$h - h_a = \int_{T_a}^{T} c_p\ (T)\, dT$$

$$s - s_a = \int_{T_a}^{T} \frac{c_p\ (T)}{T}\, dT - R \ln \frac{P}{P_a}$$

de modo que llevando estas expresiones a la (2.40), resulta

$$b_f = \int_{T_a}^{T} \left(1 - \frac{T_a}{T}\right)\ c_p(T)\ \ dT + RT_a \ln \frac{P}{P_a} \qquad (2.43)$$

De forma más conveniente, la expresión anterior se puede también escribir

$$b_f(T,P) = b_f(T,P_a) + RT_a \ln \frac{P}{P_a} \qquad (2.44)$$

donde

$$b_f\left(T,P_a\right) = \int_{T_a}^{T} \left(1 - \frac{T_a}{T}\right) c_p(T)\ \ dT \qquad (2.45)$$

El objetivo es pues determinar b_f (T,P_a), ya que el valor de b_f a cualquier otra presión se obtiene por aplicación de la ec. (2.44). Dependiendo de la información disponible, el cálculo de b_f (T, P_a) puede realizarse de maneras diferentes. En primer lugar, mediante las tablas de gases ideales, ya que

$$b_f\ (T, P_a) = h\ (T) - h\ (T_a) - T_a\ [\ s^o\ (T) - s^o\ (T_a)\ ]$$

En dichas tablas, además de la columna de entalpía, suele aparecer la de s^o (T), que representa la entropía del gas ideal a la presión de 1 atm y a las distintas temperaturas. Por lo tanto, la utilización directa de esa columna implica que estamos suponiendo que P_a = 1 atm.

Un segundo procedimiento consiste en utilizar la función polinómica $c_p(T) = a + bT + cT^2 + \dots$ y efectuar la integración según (2.45). Finalmente, para gases ideales monoatómicos y aproximadamente para gases biatómicos en un cierto intervalo de temperaturas, se puede considerar que c_p es constante, de modo que

$$\frac{b_f\,(T,P_a)}{c_p\,T_a} = \frac{T}{T_a} - 1 - \ln\frac{T}{T_a}$$

Llevando este resultado a (2.44), se tiene

$$\frac{b_t\,(T,P)}{c_p\,T_a} = \frac{T}{T_a} - 1 - \ln\frac{T}{T_a} + \frac{\gamma - 1}{\gamma}\ln\frac{P}{P_a} \qquad (2.46)$$

Esta función se ha representado gráficamente, pudiéndose así obtener de una forma muy rápida la exergía b_f para los distintos valores de T/T_a y P/P_a, ver figura 2.9. La gráfica pone de manifiesto que b_f es positiva siempre que $P/P_a > 1$, cualquiera que sea la temperatura y sólo es negativa para valores de $P/P_a < 1$.

Teniendo en cuenta la relación (2.42), resulta para la exergía b la expresión siguiente

$$\frac{b}{c_p\,T_a} = \frac{T}{T_a} - 1 - \ln\frac{T}{T_a} + \frac{\gamma - 1}{\gamma}\left[\ln\frac{P}{P_a} + \frac{T}{T_a}\left(\frac{P_a}{P} - 1\right)\right] \qquad (2.47)$$

cuya representación gráfica aparece en la figura 2.9

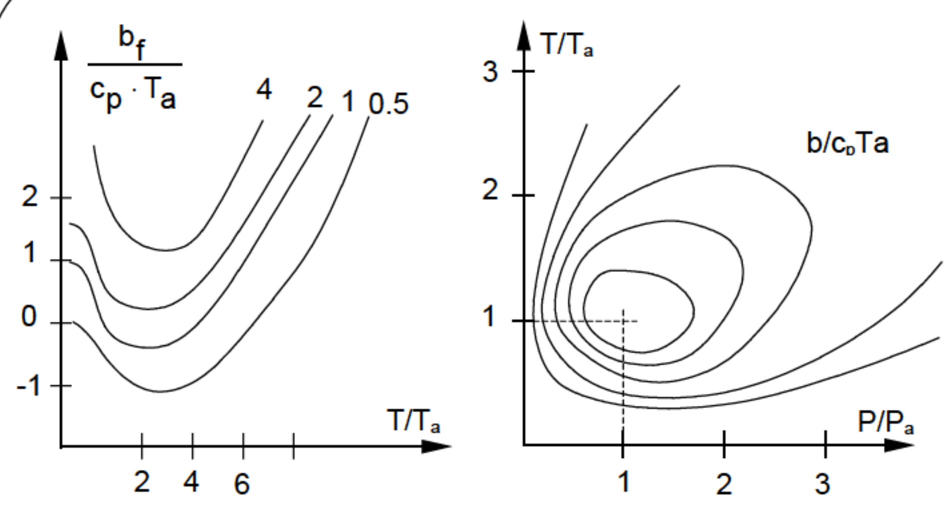


Figura 2.9

II.7.4 EXERGÍA FÍSICA DE UNA MEZCLA DE GASES IDEALES.

Sea una mezcla de gases ideales a la presión P y temperatura T. De acuerdo con las expresiones de la entalpía y entropía de la mezcla, se tiene

$$b_f\ (T,P) = \sum_i x_i\ \left[\ h_i(T) - h_i(T_a)\right] - T_a\ \sum_i x_i\ \left[s_i\left(T, x_i P\right) - s_i(T_a, x_i P_a)\right] \quad (2.48)$$

que puede también escribirse

$$b_f\ (T,P) = \sum_i\ x_i\ \left[\ \int_{T_a}^{T}\ \left(1 - \frac{T_a}{T}\right) c_{pi}\ dT\ \right]\ +\ R\ T_a\ \ \ln\ \frac{P}{P_a}$$

Siendo $c_p = \Sigma\ \ x_i\ c_{pi}$ la capacidad térmica molar a presión constante de la mezcla, se tiene igualmente

$$b_f\ (T,P) = \int_{T_a}^{T}\ \left(1 - \frac{T_a}{T}\right) c_p\ dT\ \ +\ R\ T_a\ \ \ln\ \frac{P}{P_a} \qquad (2.49)$$

expresión similar a la que antes hemos obtenido para un gas ideal. Por último, podemos igualmente expresar la exergía física de la mezcla mediante una expresión análoga a la (2.44), siendo ahora

$$b_f\ (T,P_a) = \sum_i\ \ x_i\ \ b_{f\,i}\ (T,P_a)$$

II.7.5 EXERGÍA FÍSICA DE UN FLUIDO INCOMPRESIBLE.

Mediante las relaciones termodinámicas apropiadas, la expresión (2.40) se transforma en

$$b_f = \int_{T_a}^{T}\ \left(1 - \frac{T_a}{T}\right) c_p\ dT\ +\ \int_{P_a}^{P}\ \left[v - (T - T_a)\left(\frac{\partial\ v}{\partial\ T}\right)_p\right]\ \ dP$$

La evaluación de estas dos integrales desde el estado a (T_a, P_a) hasta el estado considerado (T, P) puede realizarse según el camino termodinámico siguiente: en primer lugar, siguiendo la isoterma T_a hasta el estado (T_a, P) y después isobáricamente, hasta el estado final (T, P). A lo largo de la isoterma, la primera integral es nula y la segunda, para un fluido incompresible, toma el valor v (P - P_a). A lo largo de la isobara, la segunda integral es evidentemente nula, por lo que en definitiva resulta

$$b_f\ (T,P) = \int_{T_a}^{T} \left(1 - \frac{T_a}{T}\right) c\ dT\ + v(P - P_a\ ) \qquad (2.50)$$

II.7.6 APLICACIÓN DE LAS CORRELACIONES GENERALIZADAS.

La exergía física de un gas real o un vapor puede ser determinada mediante la utilización de los diagramas generalizados de propiedades termodinámicas. De acuerdo con la definición de la variable residuo, se tiene

$$b_f = b_f^* - b_f^D$$

siendo

$$b_f^D = T_c \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{h^*(T) - h(T,P)}{T_c} - \dfrac{T_a}{T_c}\ \left[s^*(T,P) - s(T,P)\right] - \\ \\ -\dfrac{h^*(T_a) - h(T_a,P_a)}{T_c} - \dfrac{T_a}{T_c}\ \left[s^*(T_a,P_a) - s(T_a,P_a)\right] \end{array} \right\} \qquad (2.51)$$

De acuerdo con esta expresión, el residuo de exergía se determina a partir de los residuos de entalpía y entropía en el estado considerado y en el estado muerto, utilizándose para ello los diagramas generalizados. Si la sustancia a la que nos referimos es tal que en el estado muerto la desviación respecto a la idealidad es muy pequeña, es decir, si en el estado de equilibrio restringido con la atmósfera su comportamiento se aproxima al de gas ideal, en ese caso los dos últimos términos de (2.51) se anulan y por consiguiente

$$b_f^*(T,P) - b_f(T,P) = T_c \left\{ R\,T_r \int_0^{P_r} \left(\frac{\partial Z}{\partial T_r}\right)_{P_r} d\ln P_r \right\} (T_r - T_{ra}) + T_{ra} R \int_0^{P_r} (1 - Z) d\ln P_r \qquad (2.52)$$

En definitiva, el residuo de la exergía física de flujo es función no solamente de T_r y P_r sino también de $T_{ra} = T_a / T_c$. En su Tesis Doctoral, Reistad ha puesto de manifiesto que esa dependencia respecto a T_{ra} es realmente importante.

De la misma manera que las variables termodinámicas energía interna, entalpia, entropía, etc., han sido calculados para diversas sustancias y sus valores se presentan en forma de tablas, esto mismo se ha hecho para la exergía de flujo.

La incorporación de los valores de esta variable resulta de una gran utilidad, pues permite obtener por simple lectura, la variación de la exergía experimentada por el fluido en el proceso termodinámico objeto de estudio. Como veremos más adelante, estas tablas son de un notable interés para el análisis energético de sistemas y procesos bajo la perspectiva del Segundo Principio.

II.7.7 BALANCE DE EXERGÍA EN UN VOLUMEN DE CONTROL.

Una vez definida la exergía física de flujo y expuesta la manera de calcularla, estamos ya en condiciones de efectuar el balance de exergía en un volumen de control. Sea un volumen de control tal como el que se muestra en la figura 2.4, con diversas secciones de entrada y de salida. El balance de exergía lo podemos expresar de la manera siguiente:

$$\{\text{La variación de la exergia contenida en el volumen de control}\} =$$
$$\{\text{Flujo de exergía asociado al intercambio de calor}\} +$$
$$\{\text{Flujo de exergía asociado al trabajo intercambiado}\} +$$
$$\{\text{Exergía intercambiada debido al transporte de masa traves de sus límites}\} -$$
$$\{\text{Destrucción de exergía como consecuencia de las irreversibilidades internas}\}$$

En una caso general, siendo $\overline{v}_s$ el campo de velocidades de la superficie que limita el volumen de control, además del trabajo técnico habrá que tener en cuenta el trabajo asociado a la variación de volumen del volumen de control considerado. Por consiguiente, refiriendo el balance a la unidad de tiempo, se tiene

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}\int_V (\rho b+e_c+e_p)d\tau &= \int_A \left(1-\frac{T_a}{T}\right)\overline{q}\bullet(-\overline{n})dA - \left(\dot{W}_t - P_a\frac{dV}{dt}\right) + \\ &+ \int_A \rho(b_f+e_c+e_p)(\overline{v}-\overline{v}_s)\bullet(-\overline{n})dA - \dot{I}\end{aligned} \qquad (2.53)$$

Admitiendo el modelo de flujo unidimensional en las secciones de entrada y salida y considerando, como es el caso más habitual, que el campo de velocidades $\overline{v}_s$ es nulo, la ecuación anterior se convierte en:

$$\frac{d}{dt}(B+E_C+E_p)_{Vc} = \int_A \left(1-\frac{T_a}{T}\right)\overline{q}\bullet(-\overline{n})dA - \dot{W}_t + \sum_i^{en} \dot{m}_i(b_f+e_c+e_p)_i -$$

$$-\sum_i^{sal} \dot{m}_i\,(b_f+e_c+e_p)_i - \dot{I} \qquad (2.54)$$

Esta ecuación refleja el balance de exergía referido a la unidad de tiempo. Si se quiere obtener el balance referido a un cierto intervalo comprendido entre t y t + Δt, integraremos la ecuación para dicho intervalo. En el caso particular de régimen estacionario, el término de la izquierda se anula y todos los demás son independientes del tiempo, de modo que el balance se puede escribir según la ecuación

$$\int_A \left(1-\frac{T_a}{T}\right)\overline{q}\bullet(-\overline{n})dA - \dot{W}_t = \sum_i^{sal} \dot{m}_i(b_f+e_c+e_p)_i - \sum_i^{en} \dot{m}_i(b_f+e_c+e_p)_i + \dot{I} \qquad (2.55)$$

y cuando solamente hay una sección de entrada y otra de salida

$$\int_A \left(1-\frac{T_a}{T}\right)\bar{q}\bullet(-\bar{n})dA - \dot{W}_t = \dot{m}\left[\left(b_f + e_c + e_p\right)_2 - \left(b_f + e_c + e_p\right)_1\right] + \dot{I} \qquad (2.56)$$

Refiriendo esta ecuación a la unidad de masa, esto es, integrándola en el tiempo unitario, resulta

$$q - \frac{1}{\dot{m}}\int_A \frac{T_a}{T}\bar{q}\bullet(-\bar{n})\,dA - w_t = \Delta b_t + \Delta e_c + \Delta e_p + i \qquad (2.57)$$

Cuando el flujo es unidimensional todo a lo largo del volumen de control y el flujo de calor es despreciable en las secciones de entrada y salida, podemos escribir que

$$\frac{1}{\dot{m}}\int_A \frac{T_a}{T}\bar{q}\bullet\ (-\bar{n})\ dA = \frac{T_a}{T}\int_{L_0}^{L}\frac{1}{T}\frac{dq}{dL}\,dL$$

donde q (L) es el calor cedido al sistema en el tiempo unitario, entre la entrada L_0 y la salida de coordenada L.

A veces, podemos considerar la superficie A que limita el volumen de control dividida en una serie de superficies A_j, tales que la temperatura en cada una de ellas es uniforme T_j. Llamando $\dot{Q}_j$ al calor intercambiado a través de A_j en la unidad de tiempo, la ecuación (2.56) se convierte en

$$\sum_j \left(1-\frac{T_a}{T}\right)\dot{Q}_j - \dot{W}_t = \sum_i^{sal} \dot{m}_i\left(b_f + e_c + e_p\right)_i - \sum_i^{en} \dot{m}_i\left(b_f + e_c + e_p\right)_i + \dot{I} \qquad (2.58)$$

y para una sola sección de entrada y otra de salida

$$\sum_j \left(1-\frac{T_a}{T}\right)\dot{Q}_j - \dot{W}_t = \dot{m}\left(\Delta b_f + \Delta e_c + \Delta e_p\right) + \dot{I} \qquad (2.59)$$

Integrando esta ecuación para el tiempo unitario, se tiene

$$\sum_j \left(1-\frac{T_a}{T}\right)q_j - w_t = \Delta b_t + \Delta e_c + \Delta e_p + \dot{i} \qquad (2.60)$$

A diferencia de la ecuación (2.31) que refleja el balance de energía en régimen estacionario y que claramente pone de manifiesto que la energía que entra al volumen de control es igual a la que sale, estas ecuaciones de la (2.55) a la (2.60) nos indican que la velocidad con que se cede exergía al volumen de control es mayor que la

velocidad con la que se extrae. Hay pues una destrucción de energía debido a las irreversibilidades internas, destrucción que viene representada por el término $\dot{I}$.

II.7.8 INTERÉS DEL MÉTODO DE ANÁLISIS EXERGÉTICO.

Los análisis energéticos convencionales están basados en el Primer Principio. Este tipo de análisis constituyen una simple contabilidad energética, mediante la que se cuantifica las entradas y salidas de energía en el sistema en cuestión, de forma que la energía que se aporta en un proceso con los combustibles, electricidad, flujos de materia, etc., debe encontrarse en los productos o subproductos. Bajo esta perspectiva se consideran como pérdidas las salidas de energía que no son utilizadas.

Así pues, el análisis basado en el Primer Principio sugiere que la ineficiencia de un dispositivo o un proceso es una consecuencia de esas pérdidas y que la energía perdida cuantifica la ineficiencia. En este sentido, en una máquina de Carnot habría pérdidas, en cuanto que hay un calor cedido al foco frío, a pesar de que no existe ningún proceso cíclico en el que ese calor pueda ser menor.

Por el contrario, el análisis energético basado en el Segundo Principio tiene en cuenta no solamente la cantidad de energía, sino también su calidad. Bajo esta perspectiva mucho más precisa, decimos que un proceso es **ideal** cuando se realiza sin destrucción de exergía, ni en el sistema ni en el medio exterior. Puesto que la destrucción de exergía es directamente proporcional a la producción de entropía y ésta es cero para un proceso reversible, es evidente que el concepto de proceso ideal es totalmente equivalente al de proceso reversible.

Ya hemos dicho anteriormente, que tanto la destrucción de exergía como la producción de entropía son medidas válidas de la irreversibilidad de un proceso. Sin embargo, la utilización de la entropía hace difícil asignar un significado a la pérdida por irreversibilidades. Por el contrario, el método exergético permite valorar directamente las pérdidas reales de un proceso, es decir, evalúa la disminución en el trabajo disponible de las fuentes energéticas utilizadas, como consecuencia de la realización del proceso considerado.

II.7.9 DISTINTAS DEFINICIONES DEL RENDIMIENTO EXERGÉTICO.

Es por ello que el concepto de exergía permite una definición precisa del rendimiento de los procesos. Los ingenieros hacen un uso extensivo de los rendimientos para definir las características de los procesos, sistemas o equipos. Sin embargo, muchas de las expresiones de los rendimientos que se utilizan están basadas en la energía, son rendimientos que nacen de la aplicación del Primer Principio.

Al efectuar un balance de energía en un volumen de control y para régimen estacionario, se tiene

$$\{\text{Energía aportada}\} = \{\text{Energía de los productos}\} + \{\text{Pérdidas}\}$$

En esta ocasión, el término productos hay que entenderlo de forma muy general, ya que puede referirse a trabajo técnico, electricidad, un cierto intercambio de calor, algún caudal de un determinado material, etc. Con el término de pérdidas nos referimos a calores residuales, humos resultantes de la combustión cedidos a la atmósfera, etc.

De acuerdo con esa ecuación del balance, una forma clara de expresar el rendimiento, es decir, de expresar con qué eficacia se ha convertido la entrada en la salida, es mediante la relación siguiente:

$$\eta = \frac{\text{Energía de los productos}}{\text{Energía aportada}} = 1 - \frac{\text{Pé rdidas}}{\text{Energía aportada}}$$

No obstante, al definir así el rendimiento se asigna el mismo valor a las distintas formas de la energía, independientemente de su calidad. Ello da origen a una serie de inconvenientes, por ejemplo, al hecho de que el rendimiento de la máquina de Carnot sea el factor de Carnot y no la unidad, que es lo que uno espera para la máquina perfecta, según la idea que se tiene del rendimiento. Asimismo las grandes centrales termoeléctricas, que se encuentran entre los sistemas de conversión de energía más eficientes, presentan unos rendimientos bajos (~ 40 - 55%), mientras que las típicas calderas para calefacción de locales, que termodinámicamente son aparatos mucho menos eficientes, aparecen con unos elevados rendimientos (~ 80%).

Si en lugar de un balance de energía efectuamos un balance de exergía, la ecuación resultante es:

$$\left\{\text{Exergia aportada}\right\} = \left\{\text{ Exergía de los productos }\right\} + \left\{\text{Exergía destruída }\right\} + \\ + \left\{\text{Exergía de los productos residuales (pérdidas)}\right\}$$

Es importante distinguir la exergía destruida de la exergía transportada por los calores residuales o subproductos resultantes del proceso considerado. En efecto, si bien la exergía destruida nunca puede ser ya recuperada, la exergía de los calores residuales o subproductos puede ser utilizada en otro proceso posterior.

A la vista del balance de exergía anteriormente expuesto, vamos a hacer una breve revisión de las distintas definiciones de la **eficiencia** o **rendimiento exergético** que han sido propuestas. Una forma de expresar la eficiencia es establecer la relación entre la exergía mínima requerida para la realización del proceso o conjunto de procesos considerado, respecto a la exergía realmente utilizada, es decir,

$$\phi_1 = \frac{\text{Exergía mínima}}{\text{Exergia aportada}} \qquad (2.61)$$

Al comparar el proceso real con el teórico ideal, esta definición del rendimiento representa una medida de las mejoras que pueden, en principio, ser introducidas. Sin embargo, puesto que todos los procesos reales son en mayor o menor grado irreversibles, es evidente que esa exergía mínima es en realidad una meta inalcanzable. No obstante, en cualquier proceso en el que se requiere la aportación de

trabajo o calor, la maximación de ese parámetro equivale a la minimización del consumo de combustible.

Por otra parte, se presentan numerosos inconvenientes en la utilización de ese coeficiente, la mayoría de ellos en relación con el denominador. En efecto, para poder determinar el mínimo absoluto de exergía requerida los objetivos de un proceso deben estar perfectamente definidos e incluso entonces puede resultar difícil, sino imposible, calcular ese mínimo teórico, especialmente en procesos complejos.

Otra forma de definir el rendimiento exergético es estableciendo la relación entre la exergía de los productos y la aportada al sistema, esto es

$$\phi_2 = \frac{\textit{Exergía de los productos}}{\textit{Exergia aportada}} = 1 - \frac{\textit{Exergía destruida} + \textit{Exergía perdida}}{\textit{Exergia aportada}} \qquad (2.62)$$

Es evidente que para aumentar el valor de este coeficiente es necesario diminuir no solamente las irreversibilidades internas, sino también la exergía de los calores residuales y otros subproductos.

Se puede también expresar la eficiencia considerando en el numerador, además de la exergía de los productos, la de los subproductos y calores residuales, lo que hemos denominado exergía perdida. De acuerdo con esta definición, se tiene

$$\phi_3 = \frac{\text{Exergía de los productos + Exergía perdida}}{\text{Exergia aportada}} = 1 - \frac{\text{Exergía destruida}}{\text{Exergia aportada}} \qquad (2.63)$$

Realmente, este parámetro es una medida de la destrucción de exergía en un proceso, expresado como una fracción de la aportada. Como puede observarse, el punto de vista es muy diferente del que se adopta cuando se define el rendimiento según el Primer Principio, ya que entonces en el numerador aparece solamente la energía de los productos útiles, es decir, la de los productos que son el objeto de la operación o proceso en estudio.

A veces, resulta más práctico utilizar la definición de rendimiento propuesta por Obert y Goggioli. Según estos autores, el rendimiento exergético expresa la relación entre el aumento de exergía de los productos útiles, respecto a la disminución de exergía de las aportaciones que han hecho posible el proceso, es decir

$$\phi_4 = \frac{\Delta\ \text{Exergía de los productos}}{-\ \Delta\ \text{Exergia de las aportaciones}} \qquad (2.64)$$

Esta definición del rendimiento es particularmente útil en el análisis de las máquinas térmicas, o en general, de sistemas transformadores de energía, ya que entonces

$$\phi_4 = \frac{\Delta\text{Exergía de los productos}}{\text{Exergía combustibles} - \text{Exergía de los humos}}$$

En numerosos procesos, el numerador de este coeficiente es equivalente a la exergía mínima teórica que aparecía en ϕ_1. Así la exergía mínima requerida para la producción de vapor es sencillamente igual al aumento de exergía experimentado entre el agua de alimentación y el vapor producido.

Con esta definición se le atribuye al proceso la destrucción de exergía que realmente tiene lugar en él, no la contenida en caudales residuales cuya exergía podría ser luego utilizada. No obstante, la aplicación de este coeficiente en sistemas complejos presenta las mismas dificultades que comentábamos en relación con ϕ_1. Los objetivos y productos deseados deben estar perfectamente definidos, para poder así valorar el aumento de exergía del numerador. Además, en ciertos dispositivos, tales como los condensadores, la transformación deseada supone una disminución de exergía, de forma que este coeficiente carece totalmente de significado en tal tipo de situaciones.

A lo largo de este curso haremos aplicación del método de análisis exergético en diferentes sistemas que son de interés en la ingeniería térmica. Utilizaremos la técnica de los volúmenes de control y nos referiremos a situaciones en régimen estacionario para estudiar después el régimen no estacionario. Así mismo, haremos uso de las diferentes definiciones de rendimiento exergético que han sido expuestas anteriormente, utilizándose en cada caso aquella que mejor se acomode al sistema analizado.

II.8 BIBLIOGRAFIA.

1. Slattery J.C., Momentum, Energy and Mass Transfer in Continua, Mc Graw-Hill, 1.972.

2. Sissom L.E. y Petts D.R., Elements of Transport Phenomena, Mc Graw-Hill, 1.972.

3. Shames I., Mechanics of Fluids, Mc Graw-Hill, 1.962.

4. Ziegler M., An Introduction to Thermomechanics, North-Holland, 1.983.

5. Wark K., Termodinánica, Mc Graw-Hill, 4ª edición, 1.983.

6. Truesdell C., Rational Thermodynamics, Mc Graw-Hill, 1.969.

7. Bird R.B., Stewart W.E.., y Lightfoot E.N., Transport Phenomena, J Wiley, 1.960.

LECCIÓN III PROCESOS DE DERRAME

III.1 INTRODUCCION

Una vez expuestas en las lecciones anteriores los fundamentos de la Termofluidodinámica y la adecuación de los balances de masa, energía y exergía para su aplicación en los volúmenes de control, estamos ya en condiciones de abordar la aplicación de la Termodinámica a los diferentes equipos y sistemas de interés para el ingeniero industrial.

Iniciaremos estas aplicaciones analizando los procesos de derrame, que son aquellos en los que no se intercambia trabajo técnico. En primer lugar nos referiremos al caso de fluido incompresible, obteniéndose una serie de resultados que pueden servir como introducción para un curso de Hidráulica.

A continuación nos referiremos a la situación un tanto más complicada del flujo de un fluido compresible obteniendo una expresión para el cálculo de la velocidad del sonido y definiendo el significado de las propiedades de estancamiento.

En la próxima lección estudiaremos el derrame de un fluido compresible por un conducto de sección variable, esto es, los fundamentos de las toberas y los difusores y haremos también una introducción al flujo adiabático y al no adiabático con rozamiento, en conductos de sección constante.

A) FLUIDO INCOMPRESIBLE

III.2 ECUACION DE BERNOUILLI

Consideremos un fluido que circula por una tubería de sección constante. Elegidas dos secciones 1 y 2 de dicha tubería, vamos a hacer una aplicación del Primer Principio al volumen de control comprendido entre dichas secciones y cuya superficie límite se dibuja mediante la línea de trazos en la figura 3.1.

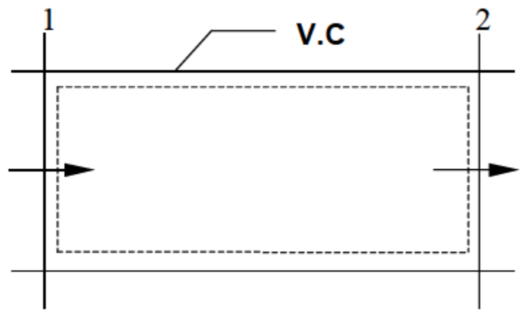


Figura 3.1

En régimen estacionario, el gasto que pasa por la sección 1 es evidentemente el mismo que en 2. Admitida la hipótesis de flujo unidimensional en las secciones 1 y 2 y puesto que no existe trabajo técnico intercambiado, de la ecuación (2.31) se tiene

$$q = h_2 - h_1 + \tfrac{1}{2}({v_2}^2 - {v_1}^2) + g(z_2 - z_1) \qquad (3.1)$$

Reagrupando términos, podemos escribirla en la forma siguiente

$$\frac{P_1}{\rho_1} + \frac{1}{2}v_1^2 + gz_1 = \frac{P_2}{\rho_2} + \frac{1}{2}v_2^2 + gz_2 + (u_2 - u_1) - q \qquad (3.2)$$

Si se tratase de un proceso de derrame adiabático, entonces q=0; si además el fluido fuera incompresible y no existiera viscosidad, tanto el trabajo volumétrico como el de rozamiento serían nulos. En esos supuestos no habría variación de la energía interna, de modo que $u_1 = u_2$. Bajo estas tres hipótesis, el balance de energía nos conduce a la siguiente igualdad

$$\frac{P_1}{\rho_1} + \frac{1}{2}v_1^2 + gz_1 = \frac{P_2}{\rho_2} + \frac{1}{2}v_2^2 + gz_2 \qquad (3.3)$$

Considerando otra sección transversal 3, nos encontraríamos igualmente que la suma de esos tres términos en ella coincidiría con los valores en las secciones 1 y 2, o con los de cualquier otra sección. Esta ecuación que ha sido obtenida por aplicación del Primer Principio, es la conocida **ecuación de Bernouilli**.

La equivalencia entre el Primer Principio de la Termodinámica y la ecuación de Bernouilli para el flujo simplificado que hemos considerado es algo lógico de esperar, de la misma forma que en la Dinámica del Sólido Rígido las leyes de Newton y los métodos basados en la energía son equivalentes. No obstante, si el flujo fuera compresible o si existiera fricción (lo que originaría variación de la energía interna debido a cambios en la temperatura, etc.), en ese caso el Primer Principio y la Ley de Newton son totalmente independientes, siendo así que para un flujo dado deben cumplirse ambas.

Cada uno de los términos de la ecuación (3.3) tiene las dimensiones de energía por unidad de masa, de forma que dicha ecuación se puede interpretar diciendo que la energía por unidad de masa debida a la presión, más la debida a la velocidad, más la debida a la posición, es constante para cualquier sección de la tubería. Por otra parte, si dividimos cada término por la aceleración local de la gravedad tenemos

$$\frac{P_1}{\gamma}+\frac{v_1^2}{2g}+z_1=\frac{P_2}{\gamma}+\frac{v_2^2}{2g}+z_2=H=cte \qquad (3.4)$$

donde cada uno de los términos tiene las dimensiones de una longitud y se habla así de la altura de presión, altura de velocidad, y altura de posición, ver figura. 3.2.

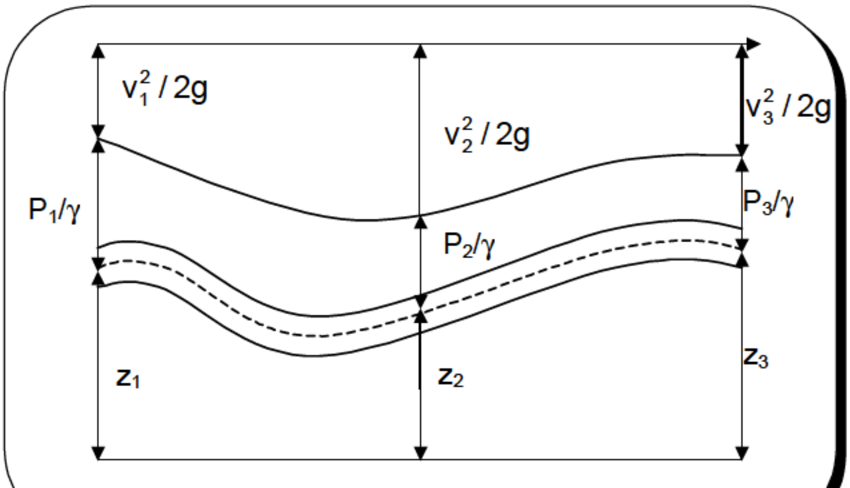


Figura 3.2

III.3 ALGUNAS APLICACIONES DE LA ECUACION DE BERNOULLI.

Veamos de forma muy esquemática, ya que estas ideas son expuestas con todo detalle en el curso de Mecánica de Fluidos, algunas aplicaciones interesantes de la ecuación de Bernouilli.

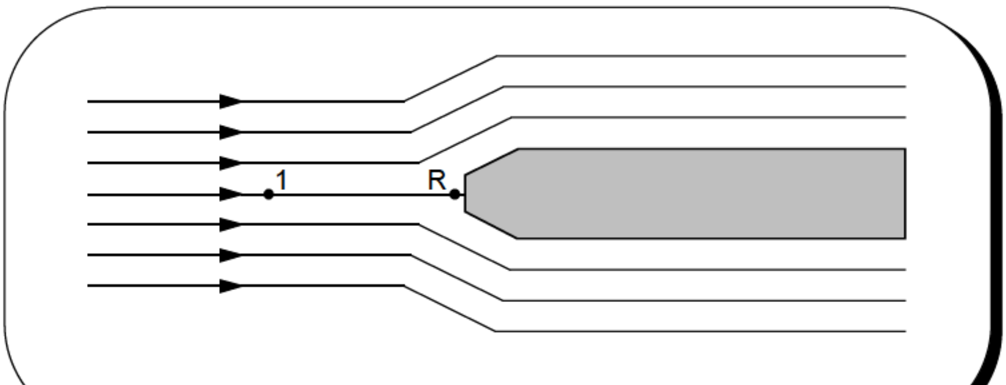


Figura 3.3

Consideremos en primer lugar un proceso de derrame en el que las líneas de corriente (coincidentes con las trayectorias, pues nos estamos refiriendo en todo momento a régimen estacionario) son las que se dibujan en la figura 3.3. Elijamos dos puntos de una línea de corriente: el punto 1 y el de remanso R. Aplicando la ecuación de Bernouilli entre ambos, podemos escribir

$$\frac{P_1}{\gamma}+\frac{v_1^2}{2g}=\frac{P_R}{\gamma}$$

Esta sencilla ecuación tiene aplicación en el **tubo de Pitot**, que permite medir la velocidad de un derrame. En efecto, consideremos un tubo con un orificio central y otro adosado a él con un orificio lateral, sumergido en el interior de un derrame, tal y como se muestra en la figura 3.4. De acuerdo con la ecuación anterior, la diferencia del nivel del líquido en ambos tubos es $v_1^2/2g$.

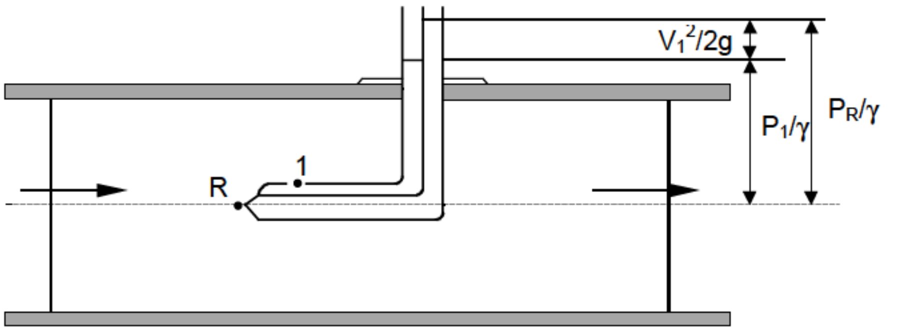


Figura 3.4

Otra aplicación interesante es el **efecto Venturi**. La figura 3.5 muestra un esquema de un dispositivo Venturi, que permite medir la velocidad del derrame. Las secciones transversales A y A_c son conocidas y Δ se mide en el instrumento.

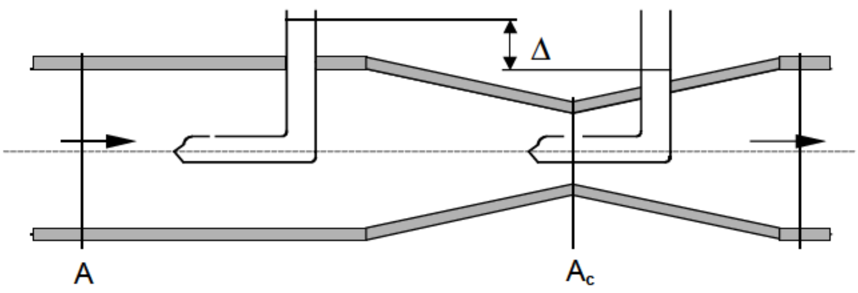


Figura 3.5

Según la ecuación de Bernouilli

$$\frac{P_1}{\gamma}+\frac{v_c^2}{2g_1}=\frac{P_c}{\gamma}+\frac{v_c^2}{2g}$$

siendo P_c y v_c la presión y la velocidad en la sección mínima A_c. Reagrupando términos se tiene

$$\frac{P_1-P_c}{\gamma}=\Delta=\frac{v_c^2-v^2}{2g}=\frac{v^2}{2g}\left[\left(\frac{A}{A_c}\right)^2-1\right]$$

ya que $Av=A_cv_c$. Finalmente

$$v=\sqrt{\frac{2g\Delta}{\left(A/A_c\right)^2-1}} \qquad (3.5)$$

III.4 PÉRDIDAS DE CARGA Y FACTOR DE FRICCIÓN.

Por último nos referiremos a un proceso de derrame de un fluido incompresible en el caso general, es decir, cuando existan rozamientos y haya intercambio de calor con el exterior. El balance de energía viene reflejado por la ecuación general (3.2). El término u_1-u_2-q recibe en Mecánica de Fluidos el nombre de término de **pérdidas de carga** y lo representaremos por el símbolo Δ, de modo que

$$\Delta_{12}=u_2-u_1-q$$

Consideremos el balance de energía para una masa de control, desde que entra por la sección 1 hasta que sale de la sección 2 del tramo de tubería considerado. Dado que nos estamos refiriendo a un fluido de densidad constante, el único trabajo intercambiado es el de rozamiento y por consiguiente

$$\Delta_{12}=|w_r| \qquad (3.6)$$

Queda así claro porqué al término Δ_{12} se le denomina pérdidas de carga. Representa, en efecto, la pérdida de energía mecánica, por su transformación en energía interna y en energía calorífica. Pero a su vez, estas energías se pueden considerar como pérdidas, ya que en las situaciones reales, los posibles aumentos en la energía interna serán de poco interés, pues serán perdidos en el almacenamiento siguiente y desde luego, el calor cedido al ambiente no tiene ningún interés.

En la figura 3.6 se representa la disminución de la suma de los tres términos de energía mecánica a lo largo de un proceso de derrame, debido al término de pérdidas de carga. Se ha dividido cada uno de los términos de la ecuación por la aceleración local de la gravedad, de modo que tienen la dimensión de longitud.

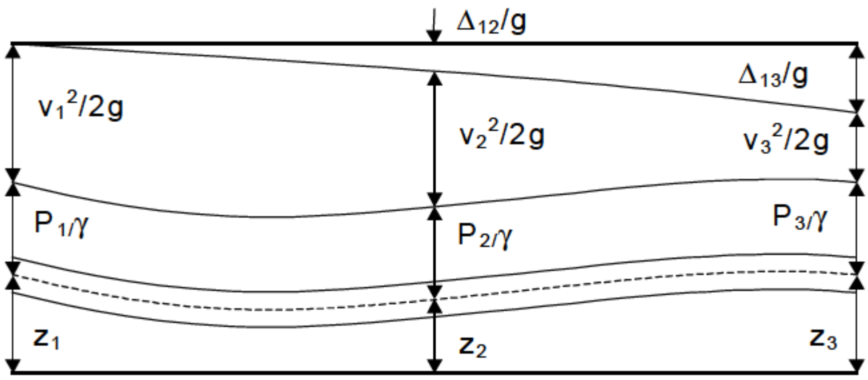


Figura 3.6

En el caso particular de una tubería inclinada y de sección constante, tal como la de la figura 3.7, podemos escribir

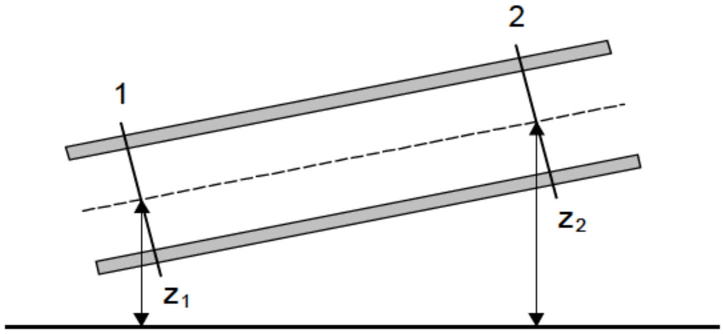


Figura 3.7

$$\frac{P_1 - P_2}{\rho} = \frac{\Delta P}{\rho} = g(z_2 - z_1) + \Delta_{12}$$

Para régimen laminar y en tuberías de geometría sencilla, el término de pérdidas de carga se puede determinar por vía analítica. Ahora bien, en un caso general de régimen turbulento es necesario recurrir a la experimentación. Con el fin de facilitar esta investigación experimental se procede previamente al análisis dimensional del problema.

La caída de presión a lo largo del derrame en un flujo turbulento depende de los siguientes factores: el diámetro de la tubería D, la longitud de la misma L, el coeficiente de viscosidad η, la velocidad media v, la densidad ρ y la variación media del radio de la tubería, es decir su rugosidad ε. Por tanto

$$\Delta P = (D, L, \eta, v, \rho, \varepsilon)$$

La aplicación del análisis dimensional lleva a la conclusión de que

$$\frac{\Delta P}{\rho} = \Delta = \frac{v^2}{2}\frac{L}{D} \quad f(R_e, \frac{\varepsilon}{D}) \tag{3.7}$$

La función f se denomina factor de fricción y es función de dos números adimensionales: el número de Reynolds Re = $\rho vD/\eta$ y la rugosidad relativa ε/D. Esta función se determina experimentalmente y así se ha elaborado el gráfico de Nikuradse, figura 3.8.

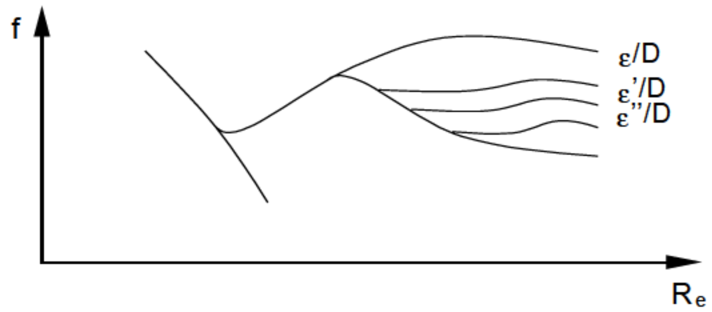


Figura 3.8

Estas consideraciones se refieren a las pérdidas de carga a lo largo de una tubería rectilínea de sección constante. Cuando estén presentes codos, válvulas, etc., existen además unas pérdidas de carga adicionales denominadas pérdidas de carga locales. Para determinarlas se recurre a la experimentación, expresándose los resultados de la siguiente forma

$$\Delta_{cod} = Kv^2 / 2$$

donde K es un coeficiente que depende del material del tubo, del tipo de fluido, de las características del codo, etc.

Evidentemente, las pérdidas de carga totales en una tubería de un perfil dado se obtienen sumando las pérdidas de los tramos rectos con las que se producen en los codos, válvulas, etc. Para un estudio más detenido de estas cuestiones consúltese un texto de Mecánica de Fluidos.

III.5 ANÁLISIS EXERGÉTICO.

Consideremos en primer lugar el flujo de un fluido a través de una tubería por cuyas paredes existe intercambio de calor con el exterior. Nos referimos pues de nuevo al volumen de control representado esquemáticamente en el figura 3.1. Supondremos en todo momento que el régimen es estacionario y que el flujo es unidimensional.

Consideremos en primer lugar un proceso reversible, tanto interiormente como en la transmisión de calor. Puesto que no existen irreversibilidades no hay creación de entropía y por consiguiente, tampoco destrucción de exergía ni en el sistema ni en el medio exterior. Haciendo un balance de exergía en el volumen de control considerado, según la ecuación (2.59) se tiene

$$\int_A \left(1-\frac{T_a}{T}\right)\bar{q}(-\bar{n})dA = \dot{m}(\Delta b_f + \Delta e_c + \Delta e_p) \tag{3.8}$$

En un derrame interiormente reversible pero exteriormente irreversible, el balance de exergía para el sistema sería el mismo que el reflejado por la ecuación (3.8). No obstante, habría destrucción de exergía en el medio exterior.

Supongamos que esa destrucción tiene lugar en el medio a través del cual se transmite el calor. Si llamamos T a la temperatura del exterior, la velocidad de destrucción de exergía será

$$\dot{I}_e = T_a \int_A \left(\frac{\bar{q}}{T} - \frac{\bar{q}}{T_e}\right) \bullet (-\bar{n})dA = T_a \int_A \frac{T_e - T}{T_e T}\bar{q} \bullet (-\bar{n})dA \tag{3.9}$$

De acuerdo con lo que ya comentábamos, podemos ahora afirmar que la destrucción de exergía debido a las irreversibilidades térmicas es directamente proporcional a la diferencia de temperaturas a que tiene lugar ese intercambio de calor. Pero además, hay que tener en cuenta que esa destrucción es tanto mayor cuanto más bajo sea el nivel térmico del intercambio.

Finalmente, vamos a estudiar la situación más general, cuando en el proceso de derrame existen irreversibilidades internas y externas. Haciendo un balance de exergía se tiene

$$\int_A \left(1-\frac{T_a}{T}\right)\bar{q}(-\bar{n})dA = \dot{m}(\Delta b_f + \Delta e_c + \Delta e_p) - \dot{I}_i \tag{3.10}$$

donde

$$\dot{I}_i = T_a\left[\dot{m}(s_2 - s_1) - \int_A \frac{\bar{q}}{T} \bullet (-\bar{n})dA\right] \tag{3.11}$$

representa la velocidad de destrucción de exergía en el sistema como consecuencia de las irreversibilidades internas. Suponiendo que para este proceso irreversible sigue siendo aplicable el modelo de proceso cuasiestático, podemos escribir

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} + \int_1^2 \frac{|dw_r|}{T}$$

donde $|w_r|$ es el trabajo de rozamiento de la unidad de masa que entra hasta que sale del volumen de control. Teniendo en cuenta la ecuación (3.11) resulta

$$\dot{I}_i = T_a \int_1^2 \frac{|dw_r|}{T} \qquad (3.12)$$

Esta es una expresión con un importante significado termodinámico. De ella se deduce que cuanto más alta sea la temperatura T a la que se producen los rozamientos, la destrucción de exergía que originan es tanto menor. En efecto, los rozamientos originan una transformación de energía mecánica en calor, que finalmente es absorbido por el sistema en forma de energía interna (térmica). Si esa energía calorífica se produce a la temperatura T, tiene asociado un flujo de exergía de valor $(1 - T_a / T)|dw_r|$, de forma que la correspondiente destrucción de exergía es

$$|dw_r| - \left(1 - \frac{T_a}{T}\right)|dw_r| = \frac{T_a}{T}|dw_r|$$

e integrando a lo largo del derrame se obtiene la expresión (3.12).

III.6 ECUACIÓN DEL BALANCE DE ENERGÍA MECÁNICA.

Hemos ya analizado los aspectos básicos de los procesos de derrame para fluido incompresible. Como resumen de los resultados obtenidos podemos concluir:

a) Para un flujo adiabático de un fluido ideal la suma de las tres formas de energía mecánica (de presión, velocidad y posición) se mantiene constante a lo largo del derrame (ec. de Bernouilli).

b) Cuando el fluido no es ideal y hay por tanto rozamiento se produce el término de pérdida de carga.

Vamos a considerar ahora una situación más general, véase figura 3.9 que es aquella que se presenta cuando en el V.C considerado existen componentes a través de los cuales el fluido intercambia trabajo técnico, recibiendo en unos casos (bombas) o cediendo en otros (turbinas hidráulicas).

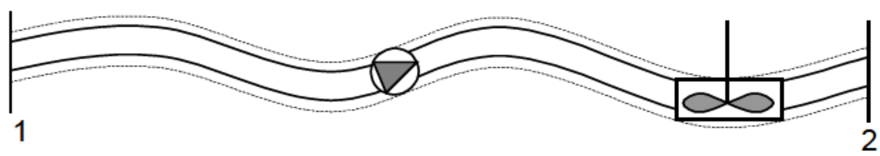


Figura 3.9

Haciendo un balance de energía mecánica en el V.C considerado podemos escribir

$$\frac{P_1}{\rho}+\frac{v_1^2}{2}+gz_1-Y_{r1-2}+\Sigma|w_{bi}|-\sum_j w_{Tj}=\frac{P_2}{\rho}+\frac{v_2^2}{2}+gz_2 \qquad (3.13)$$

donde $|w_{bi}|$ es el trabajo cedido al fluido por la bomba y w_{Tj} el trabajo cedido por el fluido al eje de la turbina j. Expresando esta ecuación en alturas, se tiene

$$\frac{P_1}{\rho g}+\frac{v_1^2}{2g}+z_1-H_{r1-2}+\Sigma H_{bi}-\sum_j H_{Tj}=\frac{P_2}{\rho g}+\frac{v_2^2}{2g}+z_2 \qquad (3.14)$$

Si en el V.C considerado no hubiera bombas ni turbinas volvemos a recuperar la ec. (3.2). Si, además, las pérdidas de carga fueran nulas obtendríamos la ecuación de Bernouilli.

B) FLUIDO COMPRESIBLE

III.7 ECUACIÓN DE BERNOUILLI.

La ecuación de Bernouilli obtenida en III.2 se refiere al caso de un fluido de densidad constante. Consideremos ahora el caso más general de un fluido compresible, siendo el derrame adiabático y sin rozamientos, es decir, isoentrópico.

Refiriéndonos nuevamente al volumen de control de la figura 3.1, de la ecuación del balance de energía se obtiene

$$0 = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p$$

Por otra parte, dado que es un proceso isoentrópico dh = vdp, se tiene que

$$\Delta h = \int_{P_1}^{P_2}\frac{dP}{\rho}$$

Sustituyendo esta relación en la igualdad anterior resulta

$$\int_{P_1}^{P_2}\frac{dP}{\rho}+\frac{1}{2}(v_2^2-v_1^2)+g(z_2-z_1)=0$$

Refiriendo esta ecuación a un estado 0 (P_0 = 0, v_0 = 0, z_0 = 0), la ecuación de Bernouilli para un fluido compresible se puede escribir

$$\int_0^{P_1}\frac{dP}{\rho}+\frac{1}{2}v_1^2+gz_1=\int_0^{P_2}\frac{dP}{\rho}+\frac{1}{2}v_2^2+gz_2=....=H \qquad (3.15)$$

Para dos secciones de derrame infinitamente próximas la ecuación de Bernouilli será

$$\frac{dP}{\rho} + vdv + gdz = 0 \qquad (3.16)$$

Tratándose de gases y vapores la variación de energía potencial es despreciable y por tanto

$$\frac{dP}{\rho} + vdv = 0$$

En el caso de un gas ideal, puesto que la ecuación del proceso es: $P = C \cdot \rho^{\gamma}$,donde C es una constante, se tiene

$$dP = C\gamma\, \rho^{r-1} + d\rho$$

y sustituyendo en la ecuación anterior e integrando, resulta

$$C\frac{\gamma}{\gamma - 1}\rho^{\gamma-1} + \frac{v^2}{2} = H$$

es decir

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} x \frac{P}{\rho} + \frac{v^2}{2} = H \qquad (3.17)$$

que es la conocida ecuación de **Saint-Venant**

III.8 PROPAGACIÓN DE UNA ONDA ELÁSTICA. VELOCIDAD DEL SONIDO.

Una consecuencia inmediata de considerar un fluido compresible estriba en que ahora una porción de fluido puede ocupar un volumen variable, es decir, puede ocupar un mayor o menor volumen sin requerir un simultáneo desplazamiento de todas las demás partículas, como era necesario en el caso de fluido incompresible para mantener así su densidad constante.

Como consecuencia de ello, un pequeño desplazamiento de algunas partículas de fluido origina a su vez desplazamientos sucesivos en partículas próximas y en consecuencia una perturbación, denominada **onda acústica**, se propaga a una cierta velocidad a través del medio. En un fluido incompresible estas perturbaciones se desplazan a velocidad infinita, esto es, los desplazamientos se producen instantáneamente en el seno del medio y por esta razón no se consideran las ondas sonoras.

Supongamos un gas en reposo en el seno de una tubería. Provocamos una perturbación en el gas, por ejemplo golpeando la tubería, tal y como muestra la figura 3.10. La perturbación creada se propaga en el seno del gas según un frente de onda plana, de manera que al cabo del tiempo t habrá recorrido la distancia a a la izquierda y derecha del lugar inicial.

Supongamos ahora que el gas se desplaza con la velocidad $v<a$. Al cabo del tiempo t la zona perturbada será la que se muestra en (b). Ahora bien si $v>a$, en ese caso tal y como se muestra en (c) la zona perturbada estará siempre a la derecha del lugar en que se perturba al gas.

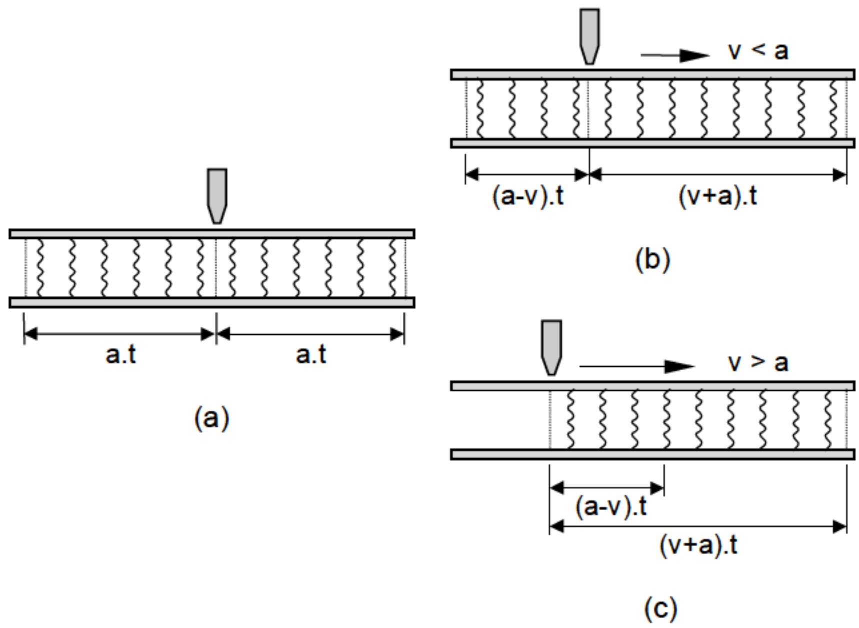


Figura 3.10

VELOCIDAD DEL SONIDO

Hechas estas consideraciones vamos a calcular la velocidad de propagación del frente de ondas, a. Para ello supongamos un conducto de sección transversal A, en cuyo interior se encuentra cierto gas de densidad ρ, a la presión P y un émbolo, tal y como se muestra en el figura 3.11 En un cierto instante desplazamos ligeramente el émbolo hacia la derecha con una velocidad dv.

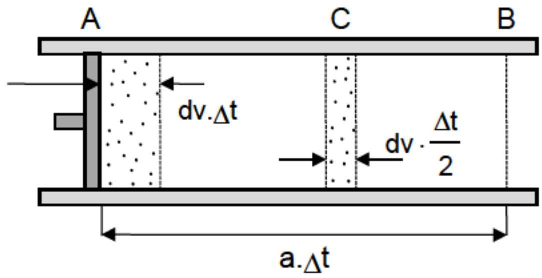


Figura 3.11

Debido a que el gas es compresible no se trasladará instantáneamente todo él por el tubo a la velocidad del émbolo, como ocurriría si fuese incompresible. En efecto, lo que pasará es que la capa de gas que se encuentra en contacto directo con el émbolo se comprimirá, aumentando su presión a $P + dP$ y su densidad variará a $\rho + d\rho$. A continuación, se comprimirá la capa de gas que está en contacto con la anterior y así sucesivamente.

Esta penetración de la presión es resultado de la interacción molecular y en consecuencia, es muy rápida. En definitiva, en el seno del gas se propagará una onda de débil amplitud, onda de compresión, que podemos considerarla como una onda plana cuyo frente de onda se desplazará a la velocidad que queremos determinar.

Consideremos lo que ocurre en el intervalo Δt. El frente de onda se ha desplazado la distancia $a \cdot \Delta t$ y ahora se encuentra en la posición B. A su vez las partículas fluidas que se encontraban en A se han desplazado la distancia $dv \cdot \Delta t$, mientras que las que estaban en C, a mitad de camino entre A y B, se habrán desplazado $dv \cdot \Delta t / 2$

Con el fin de realizar un análisis estacionario consideramos un V.C alrededor del frente de onda, desplazándose a la velocidad de éste. Para un observador situado en este V.C, el fluido entra con la velocidad a y sale a la velocidad $a - dv$, véase figura 3.12.

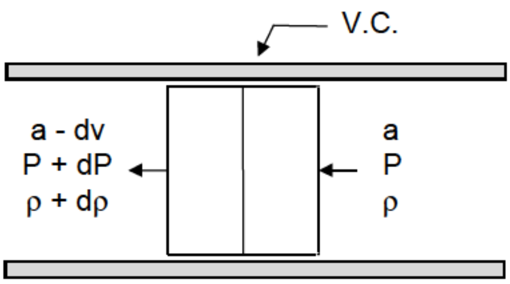


Figura 3.12

Aplicando la ecuación de continuidad se obtiene

$$\rho Aa = (\rho + d\rho)A(a - dv)$$

es decir

$$ad\rho - \rho dv = 0$$

Por otra parte, según la ecuación de conservación de la energía, y dado que al ser la perturbación muy rápida podemos considerar el proceso adiabático, resulta

$$h + \frac{a^2}{2} = (h + dh) + \frac{(a - dv)^2}{2}$$

y por tanto

$$dh = adv$$

Combinando esta ecuación con la del balance de energía, se tiene

$$dh - a^2 \frac{d\rho}{\rho} = 0$$

Una onda acústica infinitesimal representa aproximadamente un proceso isoentrópico, al ser de segundo orden y por tanto despreciable la fricción originada por la velocidad infinitesimal del flujo y dado que el calor intercambiado es también despreciable. En consecuencia ds = 0, y por tanto

$$dh = \frac{dP}{\rho}$$

sustituyendo esta expresión en la anterior, resulta finalmente

$$a = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_s} = (\rho \cdot K_s)^{-1/2} \qquad (3.18)$$

CASO DE UN GAS PERFECTO

En el caso de un gas perfecto se tiene

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right) = C\gamma\rho^{\gamma-1} = \frac{P}{\rho^{\gamma}}\gamma\rho^{\gamma-1} = \gamma\frac{P}{\rho} = \gamma RT$$

y por tanto

$$a = \sqrt{\gamma RT} \tag{3.19}$$

es decir, la velocidad del sonido es función únicamente de la temperatura. La medición de la velocidad del sonido es precisamente un método experimental para determinar γ.

Por último, indicaremos que en el estudio de los fluidos compresibles suele ser conveniente referir la velocidad del flujo a la del sonido utilizando un número adimensional denominado **número de Mach**, siendo

$$M = \frac{v}{a} \tag{3.20}$$

Si $M < 1$ se dice que el flujo es subsónico; para $M = 1$ el flujo es sónico y para valores de $M > 1$ el flujo es supersónico.

III.9 PROPIEDADES DE ESTANCAMIENTO.

En el estudio de flujos de fluidos suele ser muy útil referir los estados reales del fluido a sus respectivos estados de estancamiento. Se denominan **propiedades de estancamiento** locales los valores de las propiedades termodinámicas del fluido si a partir del estado considerado se le sometiera a un proceso isoentrópico hasta un estado en el que la velocidad es nula.

Consideremos el flujo de un fluido por una tubería y sean 1 y 2 dos estados del fluido en dos secciones. Los correspondientes estados de estancamiento a los que designaremos por el subíndice 0, serán tales que

$$h_{10} = h_1 + \frac{1}{2}v_1^2 \qquad h_{20} = h_2 + \frac{1}{2}v_2^2$$

$$s_{10} = s_1 \qquad s_{20} = s_2 \tag{3.21}$$

En la figura 3.13 se representa el estado 1 en un diagrama de Mollier. El correspondiente estado de estancamiento 10, está situado sobre la isobara P_{10} y la isoterma T_{10}.

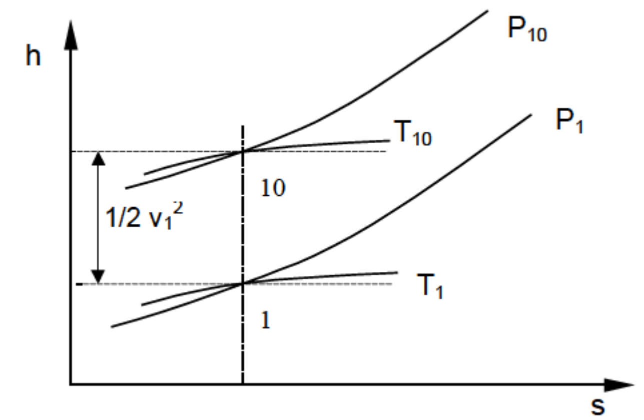


Figura 3.13

En el caso de un flujo isoentrópico todos los estados tienen el mismo estado de estancamiento. Para un flujo adiabático pero con rozamiento, la de estancamiento es la misma para todos los estados, pero no así la entropía que irá aumentando progresivamente.

El estado de estancamiento no representa al estado real del fluido. No obstante, muchas propiedades medidas por la inserción de instrumentos en corrientes fluidas, como sondas de Pitot, termopares, etc, dan lecturas que se aproximan mucho a las propiedades de estancamiento.

Así, un termopar nos mide aproximadamente la correspondiente temperatura de estancamiento To. Para medir la temperatura estática T, tendría que desplazarse a la misma velocidad que el fluido, para así estar en reposo con respecto a él.

PROPIEDADES DE ESTANCAMIENTO DE UN GAS IDEAL

En el caso de un gas ideal se tiene

$$c_p\, T_o = c_p\, T + \frac{v^2}{2}$$

y por tanto

$$\frac{T_o}{T} = 1 + \frac{v^2}{2 c_p T}$$

Además

$$\frac{P_o}{P} = \left(\frac{T_o}{T}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \left(1 + \frac{v^2}{2c_p T}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

Estas relaciones pueden expresarse en función del número de Mach. Teniendo en cuenta la expresión obtenida para la velocidad del sonido en un gas ideal, resulta

$$\frac{T_o}{T} = 1 + \frac{v^2}{\frac{2\gamma}{\gamma-1} RT} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \qquad (3.22)$$

Análogamente

$$\frac{P_0}{P} = (1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \qquad (3.23)$$

$$\frac{\rho_0}{\rho} = (1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \qquad (3.24)$$

III.10 BIBLIOGRAFÍA

1. Shames, I., Mechanics of Fluids, Mc Graw-Hill, 1.962.

2. Thompson Ph., Compressible-fluid dynamics, Mc Graw-Hill, 1.962.

3. Batchelor G.K., An Introduction to Fluid Dynamics, Cambridge University Press, 1.987.

4. Shapiro, A.H., The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow, 2 vols, Ronald, 1.983.

5. Benedict, R.P., Fundamentals of Pipe Flow, J. Wiley, 1.980.

6. Li W., Lam,S., Principles of Fluid Mechanics, Addison-Werley, 1.994.

LECCIÓN IV TOBERAS Y DIFUSORES

IV.1 FLUJO ISOENTRÓPICO EN CONDUCTOS DE SECCIÓN VARIABLE.

Cuando un fluido circula a través de un conducto de sección transversal variable su velocidad se modifica a lo largo del conducto. Si la variación de la sección es tal que la velocidad aumenta, el conducto recibe el nombre de **tobera**. Si el diseño es tal que se consigue aumentar la presión estática del flujo, entonces el conducto se dice que es un **difusor**.

Como luego comprobaremos, en un tobera la velocidad máxima se consigue cuando el derrame es isoentrópico. En el caso de un difusor, el máximo aumento de presión se consigue igualmente cuando el derrame es isoentrópico. Vamos pues a estudiar cómo ha de variar la sección del conducto a lo largo del derrame para que éste sea efectivamente isoentrópico.

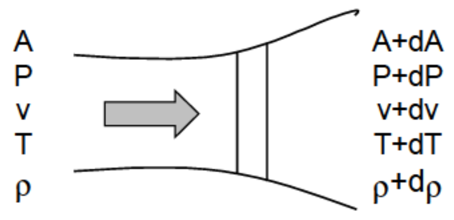


Figura 4.1

Consideremos dos secciones infinitamente próximas a lo largo del derrame, que suponemos es unidimensional, véase figura 4.1. Sea h y $h+dh$ la entalpía y v y $v+dv$ la velocidad en cada una de las secciones consideradas. De acuerdo con el Primer Principio se tiene que

$$dh + v \cdot dv = 0$$

Puesto que el proceso es isoentrópico $ds = 0$, de manera que la variación de entalpía y de presión entre ambas secciones están ligadas por la relación $dh = dP/\rho$. Por otra parte, a partir de la ecuación de conservación de la masa se obtiene la condición siguiente

$$\frac{dA}{A} + \frac{dv}{v} + \frac{d\rho}{\rho} = 0$$

donde *A* y *A+dA* son las áreas de las dos secciones consideradas. Teniendo en cuenta las relaciones anteriores, esta ecuación se puede también escribir

$$\frac{dA}{A} = -\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dP}{\rho v^2}$$

Volviendo nuevamente a la ecuación anterior y teniendo en cuenta (3.18), se obtiene

$$\frac{dA}{A} = \left(\frac{1}{v^2} - \frac{1}{a^2}\right) \cdot \frac{d\lambda}{\rho} = (1 - M^2)\frac{dP}{\rho v^2} \qquad (4.1)$$

donde $M = v/a$ es el número de Mach, esto es, la relación entre la velocidad del fluido y la correspondiente del sonido.

La ecuación (4.10) liga la variación de la sección transversal del conducto con la variación de presión, y por tanto de velocidad, a lo largo de un derrame isoentrópico. Mediante esta ecuación, vamos a estudiar las dos situaciones anteriormente consideradas, correspondientes a las toberas y difusores.

1. <u>Derrame acelerado (dv>0)</u>

Al aumentar la velocidad, la presión disminuye a lo largo del derrame, $dP < 0$. Cuando $v < a$, es decir $M < 1$, de acuerdo con (4.1) la sección debe ir disminuyendo, de modo que $dA < 0$. Resulta así la tobera convergente o tobera no ampliada, ver figura 4.2.

Por el contrario, cuando $M > 1$, de modo que el derrame es supersónico, entonces, contrariamente a lo que en principio se podría esperar, la sección debe aumentar a lo largo del derrame $dA > 0$. Así pues, una tobera en la que la entrada $v < a$ y a la salida $v > a$, ha de tener un perfil convergente-divergente según se muestra en la figura 4.2. Recibe el nombre de tobera de Laval o tobera ampliada.

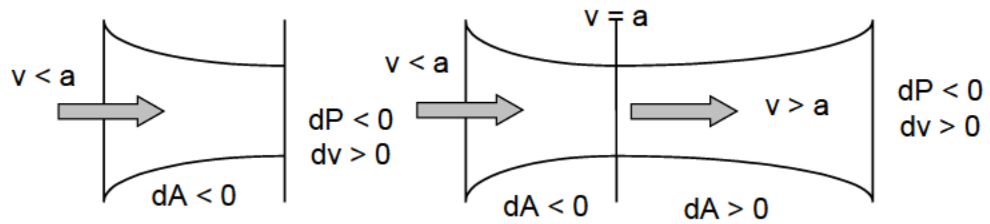


Figura 4.2

La sección mínima de una tobera de Laval satisface la condición $\mathrm{dA} = 0$. De acuerdo con la ecuación de conservación de la masa, en dicha sección se verificará que $\mathrm{d}(\mathrm{v}:\rho) = 0$, de manera que el gasto por unidad de área alcanza en ella el valor máximo. Además, según (4.1) la velocidad del derrame coincide con la del sonido. Por consiguiente, en una tobera convergente la velocidad máxima que se puede alcanzar es la del sonido, de forma que para llegar a velocidades supersónicas es necesario ampliar la tobera.

2. Derrame decelerado (dv<0)

Al disminuir la velocidad, la presión aumenta $\mathrm{dP} > 0$. En régimen subsónico, la sección debe aumentar en la dirección del derrame, esto es $\mathrm{dA} > 0$. Por el contrario, para $\mathrm{v} > \mathrm{a}$, ha de ser $\mathrm{dA} < 0$, de forma que la selección del difusor debe disminuir hasta que se alcance la velocidad del sonido. Para una deceleración posterior será necesario aumentar la sección. Por tanto, un difusor en el que el fluido entra a velocidad supersónica y sale a velocidad subsónica es exactamente igual que una tobera invertida.

Es claro que la Termodinámica sólo permite relacionar los valores de las variables termodinámicas que se presentan en cada una de las secciones del derrame. Por consiguiente, con sólo rozamientos termodinámicos no se pude establecer ningún criterio para fijar la longitud requerida para construir una tobera o un difusor. Este es un problema que será resuelto a partir de la Dinámica de Fluidos.

IV.2 DERRAME ISOENTRÓPICO DE UN GAS PERFECTO.

Utilizando la simplificación que representa la ecuación de estado de los gases perfectos, vamos a obtener algunas fórmulas que dan las características del flujo isoentrópico, en función de las condiciones de remanso y del número de Mach local.

Volviendo de nuevo a las relaciones obtenidas en III.9, se tiene

$$\frac{T}{T_0} = \frac{1}{1 + [(\gamma - 1)/2] \cdot M^2} \tag{4.2}$$

Esta relación de temperaturas puede ser reemplazada por la correspondiente relación de presiones, resultando

$$\frac{P}{P_0} = \frac{1}{\{1 + [(\gamma - 1)/2] \cdot M^2\}^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}} \tag{4.3}$$

o bien, en función de las densidades

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{1}{\left\{1 + \left[\frac{\gamma - 1}{2}\right] \cdot M^2\right\}^{\frac{1}{\gamma - 1}}} \tag{4.4}$$

Anteriormente hemos estudiado que en la denominada sección crítica se alcanza el flujo sónico (M = 1) y que dicha sección crítica corresponde a la sección transversal mínima. Los parámetros del gas correspondientes a dicha sección se llaman **parámetros críticos** y los representaremos con el símbolo *.

Así, haciendo M = 1 en las ecuaciones anteriores se tiene

$$\frac{T^*}{T_0} = \frac{2}{\gamma + 1} \tag{4.5}$$

y análogamente

$$\frac{P^*}{P_0} = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \tag{4.6}$$

Esta última expresión nos permite saber, dada la presión de entrada (aproximadamente la presión de remanso P_0) y la presión de salida P_1, si la tobera será convergente o convergente-divergente. Para ello, determinaremos P* de acuerdo con la expresión anterior. Si $P^* < P_1$, la tobera será convergente, mientras que si $P^* > P_1$, será necesario una tobera convergente-divergente.

Vamos finalmente a obtener una expresión que nos permita determinar la sección transversal A para un gasto dado $\dot{m}$. El gasto por unidad de área es

$$\frac{\dot{m}}{A} = \rho \cdot v = \frac{P}{\sqrt{RT} \cdot \sqrt{RT}} \cdot v \cdot \frac{\sqrt{\gamma}}{\sqrt{\gamma}} = P \cdot \frac{v}{\sqrt{\gamma \cdot R \cdot T}} \cdot \frac{\sqrt{\gamma}}{\sqrt{R}} \cdot \frac{1}{\sqrt{T}} = P \cdot M \cdot \sqrt{\frac{\gamma}{R \cdot T}}$$

Multiplicando el lado derecho de esta ecuación por $\sqrt{T_0/T}$ y remplazando el término $\sqrt{T_0/T}$ de acuerdo con la expresión anteriormente obtenida e igualmente multiplicando por P/P_0 y reemplazando P/P_0 con la expresión anteriormente obtenida, se tiene finalmente

$$\frac{\dot{m}}{A} = \sqrt{\frac{\gamma}{R}} \cdot \frac{P_0}{\sqrt{T_0}} \cdot \frac{M}{\left\{1 + \left(\frac{\gamma - 1}{2}\right) \cdot M^2\right\}^{\frac{\gamma+1}{2\cdot(\gamma-1)}}} \tag{4.7}$$

Y en función de la presión

$$\frac{\dot{m}}{A} = \left\{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} RT_0 \left[\left(\frac{P}{P_0}\right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{P}{P_0}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}\right]\right\}^{\frac{1}{2}}$$

En la sección crítica M = 1 y por tanto

$$\frac{\dot{m}}{A^*} = \sqrt{\frac{\gamma}{R}} \cdot \frac{P_0}{\sqrt{T_0}} \cdot \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2\cdot(\gamma-1)}} \tag{4.8}$$

Finalmente para la relación A/A*, resulta la siguiente expresión

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \cdot \left[\frac{2}{\gamma + 1} \cdot \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M^2\right)\right]^{\frac{\gamma+1}{2\cdot(\gamma-1)}} \tag{4.9}$$

El análisis de la ec.(4.8) nos indica que, para un gasto dado, el área de la sección crítica depende de las condiciones de remanso y de la naturaleza del gas. Además, la ec.(4.3) índica que, fijada la presión de salida, queda también fijado el número de Mach en esa sección. Por lo tanto, de acuerdo con la ec.(4.7), para un determinado gasto, se requerirá también una determinada sección.

IV.3 FUNCIONAMIENTO DE LAS TOBERAS.

Tobera convergente

Estudiamos a continuación, basándonos en la evidencia experimental, el comportamiento de una tobera cuando es sometida unas condiciones distintas de aquellas para las que fue diseñada. Nos referimos en primer lugar a una tobera convergente cuya boca de salida está conectada a un gran depósito o plenum, tal como se muestra en la figura 4.3. Para estudiar el funcionamiento de la tobera, mantendremos constante el estado a la entrada e iremos variando la presión en el plenum o contraposición de la tobera, P_P.

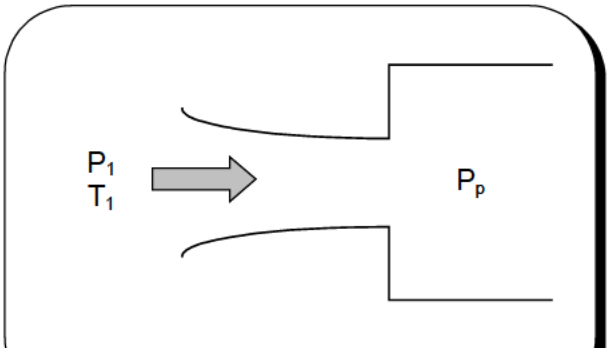


Figura 4.3

Si $P_P = P_0$ no hay flujo, es decir, si no hay caída de presión no hay flujo. A medida que P_P disminuye, el gasto $\dot{m}$ aumenta. El flujo es enteramente subsónico, representándose mediante la línea 1 de la figura 4.4 la variación de la presión a lo largo de la tobera. La tobera funciona fuera de las condiciones de diseño y el derrame no es desde luego isoentrópico, aunque las irreversibilidades son todavía pequeñas.

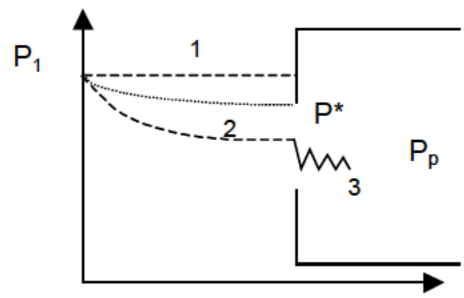


Figura 4.4

Conforme la contrapresión disminuye, aumenta el gasto; además, el número de Mach va aumentando también a lo largo del derrame. Cuando P_P alcanza el valor de la presión crítica de la tobera P*, en la sección de salida o garganta de la tobera la velocidad del fluido coincide con la del sonido. Esta situación se representa por la línea 2 y corresponde a la operación de la tobera en las condiciones de diseño.

Si la contrapresión continua disminuyendo por debajo de P*, la presión en la sección de salida de la tobera seguirá siendo P*, de forma que el gasto $\dot{m}$ continuará teniendo el mismo valor que cuando $P_P = P^*$, es decir, es el gasto máximo. La tobera se dice que funciona **estrangulada**. La figura 4.5 representa la variación de $\dot{m}/A$ con la contrapresión en una tobera convergente.

Una explicación física elemental permite justificar ese comportamiento. Cuando en la boca de salida se alcanza la velocidad del sonido, el fluido se propaga en esa sección a la misma velocidad a la que una onda sonora, una débil onda de presión, puede propagarse hacia el interior de la tobera. Por consiguiente, las variaciones de presión que se puedan producir en la salida no son transmitidas hacia el interior de la tobera, de manera que el fluido en la sección de salida actúa a manera de una barrera.

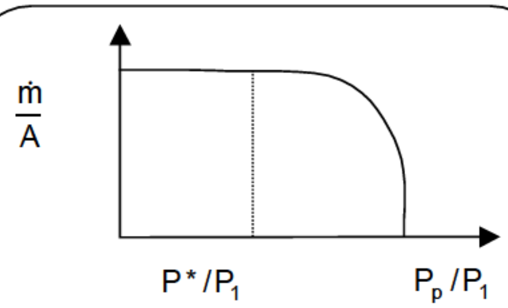


Figura 4.5

Existe entonces una diferencia de presión entre el chorro que emerge y el ambiente del depósito o plenum, una situación que como se estudia en la Mecánica de Fluidos, sólo es posible cuando el chorro tiene un número de Mach igual o mayor a la unidad. Esta abrupta discontinuidad a la salida de la tobera origina una serie de líneas de choque, tal y como corresponde a la línea 3 de la figura 4.4.

A diferencia de las ondas sonoras, en las ondas de choque se producen importantes variaciones de la presión sobre un estrecho frente de onda. Son ondas no isoentrópicas y se desplazan respecto al fluido a velocidades por encima de la del sonido. La presencia de estas ondas de choque se pone de manifiesto por el ruido que originan. Indudablemente, cuanto más bajo sea P_P, la amplitud de la onda de choque será mayor.

Tobera convergente-divergente

Una vez expuesta esta descripción del funcionamiento de una tobera convergente, estudiamos ahora el comportamiento de una tobera ampliada o de Laval. Lo mismo que para la tobera no ampliada, consideremos constante el estado en la sección de entrada y vamos a ir variando la contrapresión. Cuando $P_P = P_0$ no hay flujo; cuando P_P es inferior a P_1 pero próximo a él, se origina un flujo subsónico a lo largo de la tobera, emergiendo de ésta un chorro a la presión P_P, línea 1 de la figura 4.6.

Al ir disminuyendo la contrapresión P_P , llega un momento en que se alcanza el flujo sónico, M = 1 , en la sección mínima de la tobera, volviéndose a recuperar el flujo subsónico en toda la tobera, salvo en la garganta donde $M = 1$. Si la contrapresión continua disminuyendo, esta variación no afecta al flujo de la parte convergente, de manera que el gasto permanece constante y la tobera se dice que funciona estrangulada.

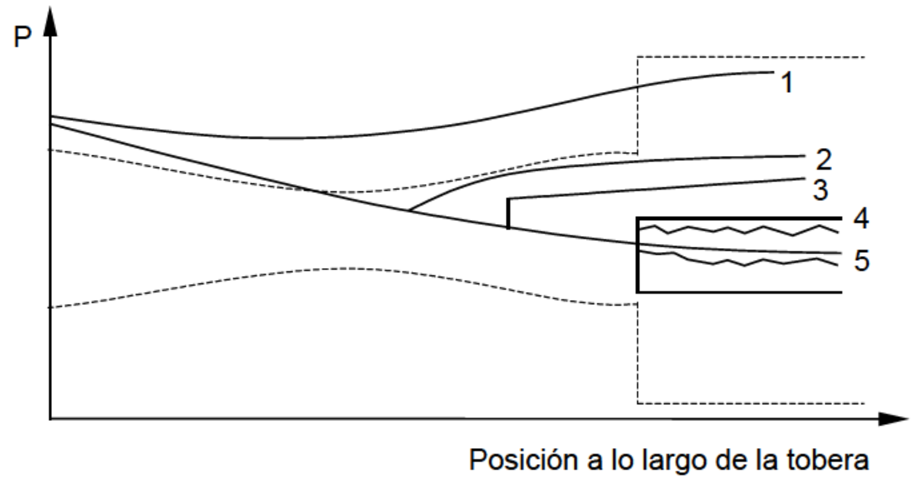


Figura 4.6

En la zona divergente se produce una expansión supersónica, aproximadamente isoentrópica, que es bruscamente interrumpida por una onda de choque, línea 3 de la figura 4.6. Después de la onda el derrame es subsónico, hasta alcanzar la presión de la cámara P_P. La posición de la onda de choque se puede determinar mediante el siguiente método de cálculo.

A partir de las condiciones conocidas en la garganta y en la boca de salida de la tobera, se consideran flujos isoentrópicos propagándose en sentidos contrarios a partir de ambos extremos. Existe una posición a lo largo de la tobera tal que, el flujo subsónico calculado a partir de las condiciones de salida y el supersónico que se propaga desde la sección mínima, tienen unos valores que son los que se presentan a través de una onda de choque. El lugar donde esta condición se satisfaga es donde se producirá la onda de choque.

Conforme disminuye P_P,. la onda de choque se va desplazando hacia la boca de salida y cada vez es de mayor amplitud, al tener números de Mach más elevados. Finalmente, esa onda de choque se producirá justamente en la sección de salida, línea 4 de la figura 4.6. Si la contrapresión continua disminuyendo, tendremos flujo supersónico fuera de la tobera, de manera que la onda de choque se producirá en el chorro libre, fuera ya de la tobera.

Si P_P se sigue haciendo menor, la onda de choque disminuye en intensidad, hasta que ya no se aprecia. Tal situación se representa por la línea 5 y corresponde a aquellas condiciones para las que la tobera fue diseñada. Disminuyendo P_P por debajo de ese

valor de diseño, se originará en la cámara unas ondas de choque, cuya intensidad aumenta conforme P_P disminuye, ya que se tiene que producir el ajuste de presión entre el chorro que sale de la tobera y el plenum.

En cuanto a los difusores, existen una serie de factores que complican de una manera importante su funcionamiento. Así, por una parte, existe una marcada tendencia del fluido a separarse de las paredes, como consecuencia del efecto debido al gradiente de presión. Además, al modificar las condiciones de operación es difícil controlar la posición de las ondas de choque que se originan. Por otra parte, se representan dificultades para poner en operación un difusor, esto es, en las condiciones para las que fue diseñado. Para un estudio detallado de las características de funcionamiento de los difusores, consúltese alguna de las obras que se citan en la bibliografía de esta lección.

IV.4 ESTADOS TERMODINÁMICOS EN TOBERAS Y DIFUSORES REALES.

En muchas ocasiones hay necesidad de aumentar o disminuir la velocidad de derrame de un fluido y para ello se recurre a dispositivos que transforman la energía cinética en energía de presión o viceversa. Sabemos que una tobera es un dispositivo que aumenta la velocidad y por consiguiente, la energía cinética de un fluido, a expensas de una caída de presión en la dirección del flujo.

Para un fluido incomprensible, puesto que según el balance de masa se tiene que $A_1 \cdot v_1 = A_2 \cdot v_2$, es obvio que si se desea que $v_2 > v_1$ tendrá que ser $A_2 < A_1$, es decir, la sección de paso deberá disminuir.

Para un fluido compresible, hemos estudiado en esta misma lección, que en caso de flujo subsónico, es decir, cuando la velocidad del derrame es inferior a la del sonido, una tobera ha de tener un perfil convergente. Por el contrario, en flujo supersónico, el perfil ha de ser divergente, es decir, ha de aumentar la sección de paso.

El efecto de un difusor es el opuesto de la tobera, es decir, un difusor aumenta la presión del flujo de un fluido a expensas de una disminución de la velocidad. Respecto al perfil de un difusor, las consideraciones son las mismas que las expuestas para las toberas, pero evidentemente a la inversa. Por tanto, en régimen subsónico, un difusor tiene un perfil divergente mientras que en régimen supersónico, su sección de paso disminuye.

Tanto en las toberas como en los difusores, ya hemos comentado que la transmisión de calor es muy pequeña, comparada con las variaciones de entalpía y energía cinética experimentadas por el fluido. En efecto, aunque el conducto no esté aislado térmicamente, la velocidad del fluido suele ser grande y el área del conducto lo suficientemente pequeña como para que no exista una transmisión de calor apreciable, de modo que consideramos que la toberas y los difusores funcionan como dispositivos adiabáticos.

Refiriéndonos a la tobera de la figura 4.3 (que funcionará como difusor en régimen supersónico), el balance de energía se reduce a la ecuación siguiente

$$h_1 + \frac{1}{2}v_1^2 = h_2 + \frac{1}{2}v_2^2 \tag{4.10}$$

de modo que

$$v_2 = \sqrt{v_1^2 + 2(h_1 - h_2)} \cong \sqrt{2(h_1 - h_2)}$$

En la figura 4.7. representamos en un diagrama h-s el estado inicial 1 y los estados intermedios de tres procesos de derrame adiabáticos. Dado que necesariamente $s_2 \geq s_1$, los estados posibles a lo largo del derrame se encontrarán a la derecha de 1.

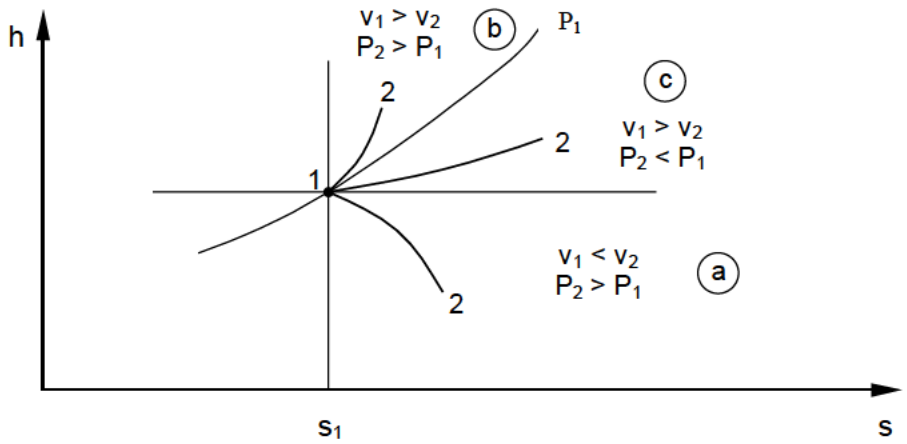


Figura 4.7

De acuerdo con el balance de energía, ecuación (4.10), cuando $h_2 < h_1$ el fluido aumenta su velocidad, $v_2 > v_1$. Por consiguiente, en la zona de estados (a),

comprendida entre la isoentrópica s_1 y la isoentálpica h_1, la velocidad del fluido aumenta. Este es el tipo de derrame que tiene lugar en las toberas.

Por el contrario, cuando $h_2 > h_1$, el derrame es decelerado de modo que $v_2 < v_1$. Si el estado final se encuentra por encima de la isóbara P_1, hay un aumento de la presión a expensas de una disminución de velocidad. Este es el tipo de derrame que tiene lugar en los difusores, correspondiendo a la zona de estados (b) del diagrama. No obstante, pudiera ocurrir un derrame tal que, además de una disminución de la velocidad, hubiera una caída de presión, zona de estados (c) del diagrama de la figura 4.7. En este derrame la producción de entropía sería muy grande, como consecuencia de que los rozamientos serían muy importantes.

IV.5 ANÁLISIS TERMODINÁMICO TRADICIONAL DE TOBERAS Y DIFUSORES.

Toberas

Consideremos nuevamente la tobera de perfil convergente de la figura 4.1. Para caracterizar el grado de calidad de una tobera, tradicionalmente se utiliza el **rendimiento isoentrópico** o eficiencia adiabática, que establece la relación entre la energía cinética en la sección de salida respecto a la máxima que hubiera podido obtenerse en el caso de que no hubiera irreversibilidades internas y por consiguiente, la expansión en la tobera fuera isoentrópica. De acuerdo con esa definición, se tiene

$$\eta_S = \frac{1/2 v'^2_2}{1/2 v^2_2} = \frac{h_{10} - h'_2}{h_{10} - h_2} \qquad 0 < \eta_S < 1 \qquad (4.11)$$

donde 10 es el estado de remanso a la entrada, 2' el estado a la salida y 2 el estado en que se encontraría si la tobera fuera isoentrópica ver figura 4.8. A veces, en lugar del coeficiente η_S se utiliza $\sqrt{\eta_S}$, es decir, la relación entre la velocidad v'_2 y la velocidad máxima v_2.

En muchas ocasiones la velocidad de entrada es despreciable frente a la de salida. Se utiliza entonces el denominado rendimiento interno de la tobera que se define como

$$\eta_i = \frac{h_1 - h_2'}{h_1 - h_2} \qquad (4.12)$$

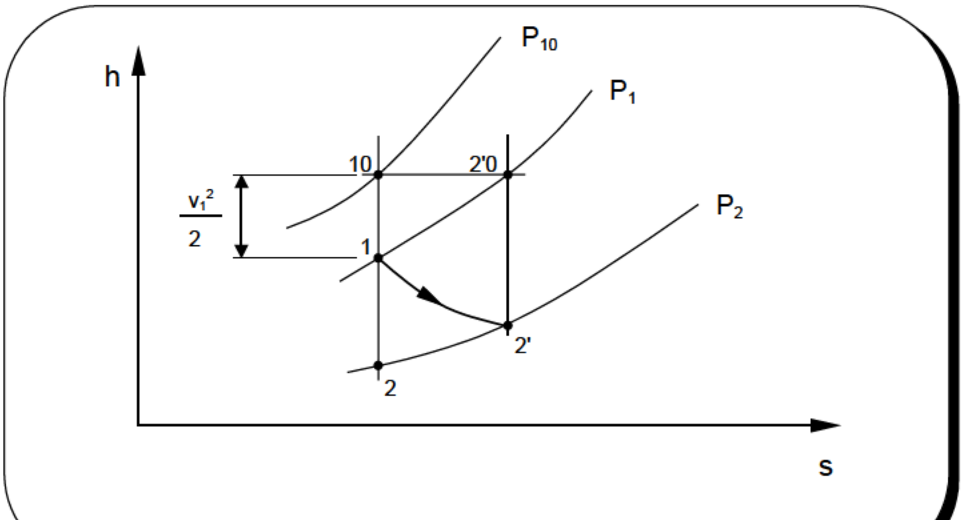


Figura 4.8

Debido a los rozamiento, la pérdida de energía cinética es pues

$$\frac{1}{2}\left(v_2^2 - v'^2_2\right) = h_2^{'} - h_2 \qquad (4.13)$$

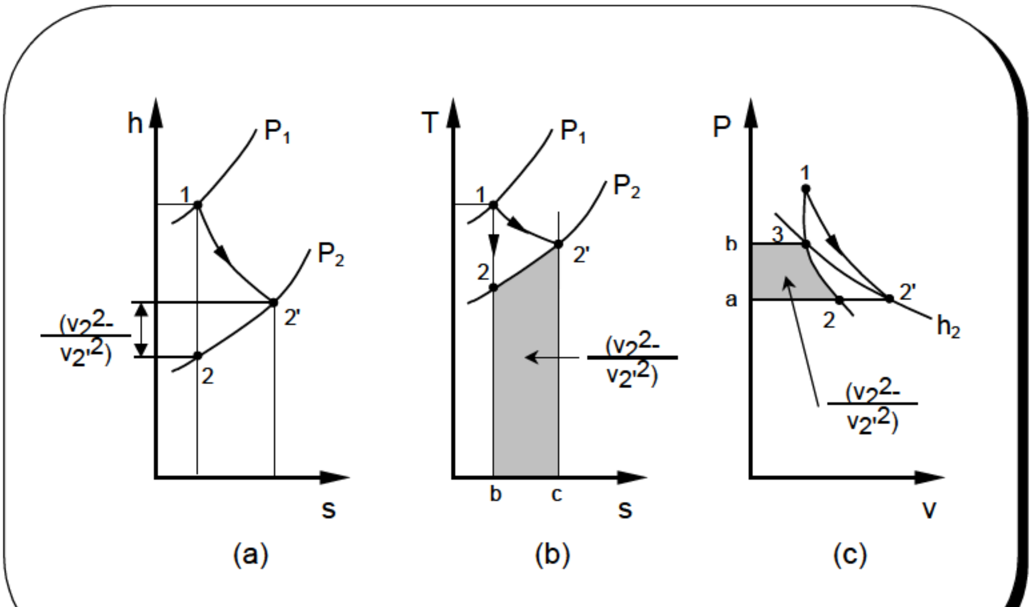


Figura 4.9

cuya representación gráfica en un diagrama h-s es inmediata, ver figura 4.9 (a). Puesto que los estados 2 y 2' están situados sobre la misma isóbara P_2, la diferencia de entalpía $h'_2 - h_2$ coincide con $\int_2^{2'} T \cdot ds$, por lo que en un diagrama T-s, esa pérdida de energía cinética viene representada por la superficie debajo de la isóbara P_2 y limitada por las isoentrópicas s_1 y s_2, $A_{22'bc}$.

Para representar esas pérdidas en un diagrama P-v, se traza por el estado 2' la isoentálpica h_2 y por 1 la isoentrópica s_1 , encontrándose ambas en el punto 3, ver figura 4.8 (c). A lo largo de la isoentrópica s_1 , se verifica que

$$-\int_2^3 v \cdot dp = h_3 - h_2 = h_2' - h_2 = \frac{1}{2} \cdot \left(v_2^2 - v'^2_2 \right)$$

de forma que la pérdida de energía cinética corresponde al área A_{32ab}.

Como ya hemos dicho, la pérdida de energía cinética es debida a los rozamientos, los cuales a su vez originan que la entalpía h'_2 sea mayor que h_2 . Supongamos que el proceso de derrame en la tobera sea cuasiestático, de modo que los estados intermedios entre 1 y 2' sean representables en los diagramas termodinámicos, al ser estados de equilibrio. El trabajo de rozamiento será

$$|w_r| = \int_1^2 T \cdot ds = h_2' - h_1 - \int_1^{2'} v \cdot dP$$

de forma que, refiriéndonos a la figura 4.9 (b), el área $A_{12'ab}$ representa el trabajo de rozamiento , que como vemos es mayor que la pérdida de energía cinética. Esto se debe a que, conforme va teniendo lugar la expansión, el trabajo de rozamiento da lugar a un aumento de entalpía y en la etapa siguiente esa entalpía es parcialmente transformada en energía cinética y así sucesivamente.

En la operación de una tobera, tanto T_1 , P_1 , como la presión a la salida P_2 , son fijos, siendo la incógnita a la salida v'_2 . Según se observa en el diagrama de Mollier de la figura 4.8, al aumentar la producción de entropía disminuye la caída de entalpía, $h_1 - h_2'$, y por consiguiente disminuye también el aumento de energía cinética, $1/2\left(v'^2_2 - v_1^2\right)$. La máxima caída de entalpía es la que tendría lugar en la tobera isoentrópica, $\eta_s = 1$ y la mínima correspondería a un dispositivo funcionando como una válvula de laminación, para el que $\eta_s = 0$.

Difusores

Nos referimos ahora a la operación de un difusor, en el que el derrame se produce con un aumento de presión y una disminución de la energía cinética. La presión que se alcanza a la salida es tanto menor cuanto más importantes sean las irreversibilidades internas.

En efecto si para simplificar el análisis consideramos que el fluido es un gas ideal, la ecuación (4.10) nos indica que, para un cierto valor de la velocidad en la sección de salida (que ahora es menor que v_1), el valor de ΔT queda fijado, de modo que T_2 no depende de las irreversibilidades. La variable que se ve afectada es la presión, de forma que si comparamos el proceso reversible con uno irreversible, se tiene

$$\Delta s + R\ln\frac{P_2'}{P_1} = R\ln\frac{P_2}{P_1}$$

donde Δs es la producción de entropía. El valor P_2 está determinado por P_1 , T_1 y T_2 , así que el segundo miembro de esta ecuación está definido por la variación de energía cinética. En consecuencia, al aumentar Δs, como consecuencia de una mayor irreversibilidad en el difusor, la anterior ecuación muestra que P_2 disminuye, para una cierta variación de la energía cinética, ver figura 4.10.

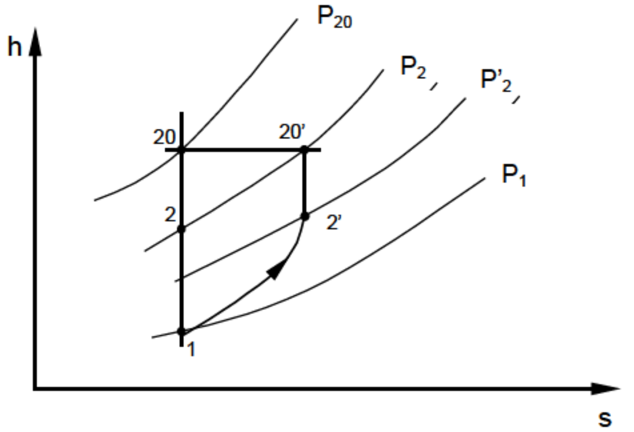


Figura 4.10

Una forma de expresar la calidad de un difusor es utilizando el denominado coeficiente de recuperación de presión K_P, que para una cierta variación de la energía cinética, se define en la forma siguiente

$$K_p = \frac{P_2' - P_1}{P_2 - P_1} \tag{4.14}$$

En ocasiones, K_p se define de manera que P_2 sea la presión alcanzada isoentrópicamente cuando la energía cinética es cero, es decir

$$K_p = \frac{P_{20}' - P_1}{P_{20} - P_1}$$

Se define también el rendimiento isoentrópico del difusor según la relación siguiente

$$\eta_S = \frac{h_2 - h_1}{h_2^{'} - h_1} \qquad (4.15)$$

IV.6 ANÁLISIS EXERGÉTICO.

Hasta este momento hemos expuesto el análisis termodinámico tradicional. Los rendimientos utilizados tienen desde luego en cuenta el Segundo Principio, al comparar el dispositivo real con el ideal, en el que no hay producción de entropía. No obstante, como vamos a ver a continuación, el análisis exergético permite cuantificar las pérdidas que realmente se producen y así mismo, definir con mayor precisión la eficiencia o grado de calidad.

Haciendo un balance de exergía en una tobera o un difusor, puesto que son dispositivos adiabáticos y no existe trabajo técnico, siendo totalmente despreciable la variación de energía potencial, se tiene

$$b_{f1} + e_{c1} = b_{f2'} + e_{c2'} + i \qquad (4.16)$$

Refiriéndonos a las toberas (consideraciones análogas pueden hacerse para los difusores), como hemos dicho antes se considera como pérdidas al término $1/2\left(v_2^2 - v'^2_2\right)$, ya que es efectivamente la energía cinética que no ha sido posible obtener como consecuencia de las irreversibilidades. Sin embargo, el estado del fluido a la salida de la tobera real (estado 2') es diferente al de la ideal (estado 2), de forma que su exergía física será también diferente. Por tanto, la perdida de energía cinética no coincide con la destrucción de exergía. En efecto, la relación que las liga es

$$i = \frac{1}{2}\left(v_2^2 - v'^2_2\right) - \left(b_{f2'} - b_{f2}\right) \qquad (4.17)$$

Por consiguiente, la destrucción de exergía puede ser mayor o menor que la pérdida de energía cinética, según que $b_{f2'} >< b_{f2}$. Este resultado se pone claramente de manifiesto mediante la figura 4.11. Vemos cómo efectivamente, cuando el derrame tiene lugar a temperaturas por encima de la ambiental, la degradación de energía mecánica es menor que la destrucción de exergía. Lo contrario ocurriría cuando las temperaturas del derrame fueran inferiores a la temperatura ambiental T_a. Estas consideraciones están en consonancia con la interpretación que se hacia de la expresión (3.12) obtenida en la lección anterior.

Puede ocurrir que el fluido a la salida de la tobera vaya a experimentar otros procesos, por ejemplo, un posterior recalentamiento. En este caso, el análisis exergético cobra todo su interés, al asignar a la tobera las pérdidas que realmente en ella tienen lugar. No obstante, en muchas situaciones, esa exergía del fluido no va a ser utilizada, de modo que a efectos prácticos, podemos considerar que las pérdidas realmente coinciden con las pérdidas de energía cinética. Desde luego, consideraciones similares a las anteriores pueden hacerse extensivas a los difusores.

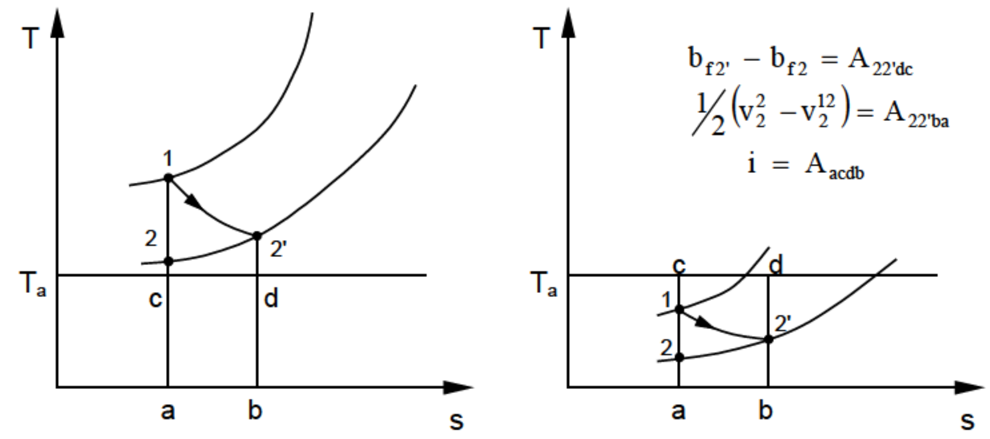


Figura 4.11

Recordando las distintas definiciones del rendimiento exergético presentadas en la lección II, podemos utilizar tanto para las toberas como los difusores el coeficiente ϕ_2, que compara la exergía a la salida con la de la entrada, esto es

$$\phi_2 = \frac{b_{f2'} + \frac{1}{2}v'^2_2}{b_{f1} + \frac{1}{2}v_1^2} = 1 - \frac{i}{b_{f1} + \frac{1}{2}v_1^2} \tag{4.18}$$

Sin embargo, ϕ_2 no nos da una idea de la eficacia del dispositivo en alcanzar el objetivo deseado. Puesto que tanto en las toberas como en los difusores ese objetivo puede ser perfectamente definido, es preferible utilizar el rendimiento según Obert y Gaggioli, de manera que para una tobera será

$$\phi_4 = \frac{\frac{1}{2}v'^2_2 - \frac{1}{2}v_1^2}{b_{f1} - b_{f2}} = 1 - \frac{i}{b_{f1} - b_{f2}} \tag{4.19}$$

mientras que para un difusor, puesto que el efecto útil es el aumento de la presión a expensas de la disminución de la energía cinética, se tiene

$$\phi_4 = \frac{b_{f2} - b_{f1}}{\frac{1}{2}v_1^2 - \frac{1}{2}v'^2_2} = 1 - \frac{i}{\frac{1}{2}v_1^2 - \frac{1}{2}v'^2_2} \tag{4.20}$$

IV.7 BIBLIOGRAFÍA

1. Benedict, R.P., Geltz, W.G., Handbook of Generalized Gas Dynamics, Plenum Press, 1.986.

2. Benedict R.P., Fundmentals of Temperature, Pressure and Flow Measurements, J. Wiley, 1.987.

3. Knudsen J.C., Katz, D.L., Fluid Dynamics and Heat Transfer, Mc. Graw-Hill, 1.956.

4. Evan H.L, Laminar Boundary Layer Theory, Addison-Wesley, 1.968.

5. Streeter V.L., Handbook of Fluid Dynamics, Mc. Graw-Hill, 1.961.

LECCIÓN V PROCESOS DE DERRAME EN CONDUCTOS DE SECCIÓN CONSTANTE

V.1 FLUJO ADIABÁTICO EN CONDUCTOS DE SECCIÓN CONSTANTE.

Vamos a hacer un análisis elemental del flujo de un fluido compresible en un conducto adiabático de sección transversal constante A, suponiendo que los efectos de fricción producidos en la capa límite son apreciables, lo que da lugar a la consiguiente producción de entropía.

Para ello consideremos nuevamente el volumen de control de la figura 3.1.,en la que 1 y 2 son las secciones de entrada y salida. Dejando para más adelante las consideraciones que nacen del Segundo Principio, en este volumen de control se han de cumplir las ecuaciones siguientes:

- Primer Principio de la Termodinámica.

$$h_1 + \frac{1}{2} v_1^2 = h_2 + \frac{1}{2} v_2^2 \qquad \text{(a)}$$

- Ecuación de continuidad

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 = G = cte \qquad \text{(b)}$$

- Ecuación del movimiento

$$A(P_1 - P_2) + R = G.A(v_2 - v_1) \qquad \text{(c)}$$

donde R representa la resultante de las fuerzas que las paredes del conducto ejercen sobre el fluido contenido en el V.C. Refleja por lo tanto la condición de que la resultante de todas las fuerzas es igual a la variación de la cantidad de movimiento. Su deducción y aplicaciones se estudiará con detalle en el curso de Mecánica de Fluidos.

- Ecuaciones de estado

$$h = h(s, P) \qquad \text{(d)}$$

$$\rho = \rho(s, P) \qquad \text{(e)}$$

Partimos del supuesto de que es conocido el estado del fluido en la sección 1, que representamos en el diagrama h-s de la figura 5.1. Nuestro objetivo es determinar los posibles estados que puede alcanzar el fluido para distintos valores de la función R, es decir, se trata de fijar el estado 2 para diferentes valores de R.

Para ello elegimos un valor para la velocidad de v_2. Mediante la ecuación (b) obtenemos el correspondiente valor de la densidad ρ_2 y a partir de (a) se deduce h_2. Utilizando las ecuaciones de estado (d) y (e) obtenemos s_2 y P_2 y finalmente mediante la ecuación (c) se deduce R. De esta manera se obtiene un estado 2 en el diagrama h-s para cada valor de la fricción R.

El conjunto de puntos obtenido para caudal G y representado en la figura 5.1. se denomina **línea de Fanno** y representa los posibles estados que puede alcanzar el fluido para distintos valores del rozamiento en un flujo adiabático de sección constante a partir del estado inicial 1.

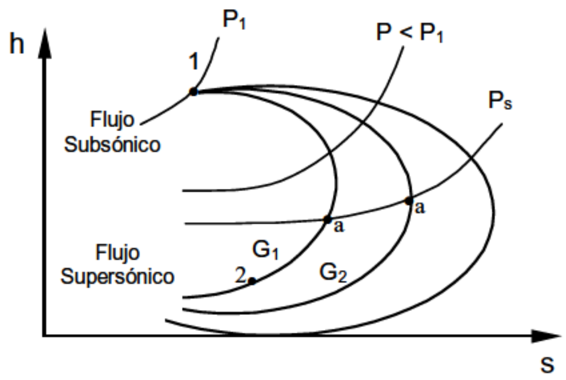


Figura 5.1

Se demuestra que para cada línea de Fanno, el estado de máxima entropía corresponde a las condiciones de flujo sónicas (M=1), punto a. La rama de la línea por encima de a representa condiciones subsónicas mientras que la parte inferior corresponde a flujo supersónico.

En los puntos a de la figura 5.1 se verifica que dh = 1/ρ dP, ya que ds = 0. Puesto que según la ecuación de la energía se tiene

$$dh - \left(\frac{\dot{m}}{A}\right)^2 \rho^{-1}\, d\rho = 0$$

y para s = cte, resulta

$$\frac{dP}{\rho} - \left(\frac{\dot{m}}{A}\right)^2 \rho^{-1}\, d\rho = 0$$

Por consiguiente

$$\left(\frac{\dot{m}}{A}\right)^2 = \rho^2 v^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_s$$

y por tanto

$$v = \sqrt{\frac{1}{\rho}\left(\frac{P}{\partial \rho}\right)_s} = a$$

Supongamos que el estado inicial se encuentra en la zona de flujo subsónico, punto 1 de la figura. Dado que en el proceso hay variación de entropía, los estados sucesivos son de entropía creciente, pudiendo llegar a alcanzar el estado a. Así pues, aunque resulte sorprendente, el rozamiento origina un aumento del número de Mach.

No puede haber un cambio de estado más allá del punto a, ya que ello implicaría alcanzar la zona supersónica donde la entropía es menor, por lo que se incumpliría el Segundo Principio. Si en la sección de salida el flujo no ha alcanzado todavía las condiciones sónicas, el chorro emergerá como tal chorro subsónico a la presión ambiental.

Supongamos, sin embargo, que el conducto es lo suficientemente largo como para alcanzarse en alguna sección, antes de la salida, las condiciones sónicas. Si esto ocurriera se produciría un reajuste del gasto de manera que para el nuevo valor del gasto se alcanzarían las condiciones sónicas justamente en la sección de salida. Se dice entonces que el flujo es **estrangulado.**

Si el estado inicial correspondiera a un flujo supersónico, por ejemplo, punto 2 de la figura, el Segundo Principio nos permite afirmar que los estados sucesivos que alcanza el fluido se encuentran en la correspondiente línea de Fanno, a la derecha de 2, pudiéndose llegar a alcanzar el estado sónico a. Por consiguiente, en un fluido supersónico el rozamiento da lugar a una disminución de la velocidad.

Si se alcanzase el régimen sónico antes de la sección de salida se produciría un reajuste automático del gasto, de manera que para el nuevo gasto se alcanzaría el régimen sónico justamente en la sección de salida. En este caso se produciría una onda de choque en las proximidades de la sección de salida. Después de dicha onda el flujo es subsónico, de manera que en las secciones sucesivas se aceleraría hasta alcanzar la velocidad del sonido en la sección de salida. Se dice entonces que el flujo es estrangulado.

V.2 FLUJO SIN ROZAMIENTO EN CONDUCTOS DE SECCIÓN CONSTANTE.

Nos referimos ahora a un flujo a través de una tubería de sección constante con intercambio de calor con el exterior. Supondremos que el rozamiento en la capa límite

es despreciable, por lo que la situación es justamente la inversa la que contemplábamos en V.1. (flujo adiabático y con rozamientos).

Fijado el estado 1 a la entrada del V.C., el estado 2 se obtendrá mediante aplicación de las ecuaciones siguientes:

-Primer Principio de la Termodinámica

$$h_1+\frac{1}{2}v_1^2+q=h_2+\frac{1}{2}v_2^2 \qquad \text{(a')}$$

-Ecuación de conservación de la masa

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 = G = cte \qquad \text{(b')}$$

- Ecuaciones del movimiento

$$P_1 - P_2 = G(v_2 - v_1) \qquad \text{(c')}$$

- Ecuaciones de estado

$$h = h(s, \rho) \qquad \text{(d')}$$

$$\rho = \rho(s, P) \qquad \text{(e')}$$

Para un valor dado del gasto unitario G se elige un cierto valor de la velocidad v_2 y a partir de (b') se obtiene inmediatamente la densidad ρ_2. A partir de la ec. del movimiento (c') se determina P_2 y mediante las ecs. de estado (d') y (e') resulta la entropía s_2 y la entalpía h_2. Finalmente la ec. de la energía (a') permite calcular el valor de q.

De esta forma, fijado el estado 1 y el gasto unitario se obtienen una serie de estados posibles y en definitiva en un diagrama h-s resulta una línea que se denomina **curva de Rayleigh**. Para otro valor de G resultará otra línea distinta, véase la figura 5-2

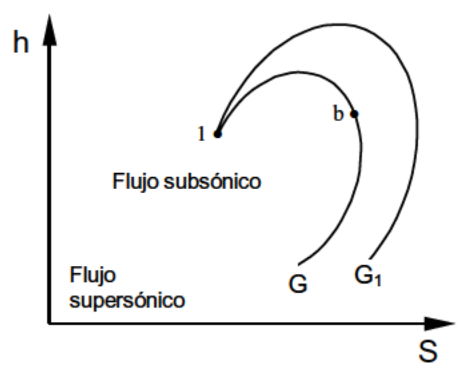


Figura 5.2

Refiriéndonos a la línea de gasto unitario G, observamos que como ocurría en las líneas de Fanno, hay un estado de máxima entropía que corresponde al punto b. Para este estado el flujo es sónico. La porción de la línea de Rayleigh por encima de b corresponde al flujo subsónico, mientras que la situada debajo representa los estados correspondientes al régimen supersónico.

Consideremos nuevamente el estado inicial 1. Si el flujo recibe calor del exterior su entropía aumenta y también la velocidad del derrame. Si la longitud de la tubería es suficiente se puede alcanzar el régimen sónico justamente en la sección de salida. Si la tubería fuera aun más larga ello no significa que el flujo pueda llegar a ser supersónico, ya que como se aprecia en la figura, ello implicaría una disminución de entropía.

En estas circunstancias lo que ocurre es que se produce un reajuste del gasto, de manera que para el nuevo valor de G se alcanza el régimen sónico justamente en la sección de salida. Se dice entonces que el flujo está **estrangulado**.

Cuando el estado inicial se encuentra en la zona correspondiente al régimen supersónico se produce entonces justamente el efecto contrario. Al recibir calor del exterior aumenta la entropía de fluido, desplazándose por lo tanto hacia la derecha del estado inicial, lo que provoca una disminución de la velocidad del derrame.

Si la tubería es suficientemente larga se alcanzaría el régimen sónico justamente en la sección de salida. Un aumento de la longitud de la tubería daría lugar a una onda de choque, que transformaría el flujo supersónico en subsónico. A partir de la onda de choque y conforme el fluido recibe calor la velocidad del derrame iría aumentando, hasta alcanzarse el régimen sónico justamente en la sección de salida. Se trata por lo tanto de un flujo estrangulado.

Para un estudio detallado de estos fenómenos y un análisis de la estructura de las ondas de choque se debe consultar alguna de las obras de Mecánica de Fluidos que se citan en la bibliografía de esta lección.

V.3 ESTRANGULAMIENTO DE UN FLUJO.

Una válvula de laminación consiste en un estrechamiento de la sección al paso del fluido, ver figura 5.3. Al disminuir la sección se produce una aceleración del fluido, aumentando así la velocidad y creándose torbellinos, de manera que en las inmediaciones de la válvula los estados del fluido difícilmente pueden ser considerados como de equilibrio. Debido a la viscosidad, esta energía cinética se transforma, (se degrada) en energía interna, de forma que al aumentar posteriormente la sección y recuperarse aproximadamente la velocidad, el efecto resultante es una caída de presión. Un proceso de tales características se denomina **laminación o estrangulamiento**.

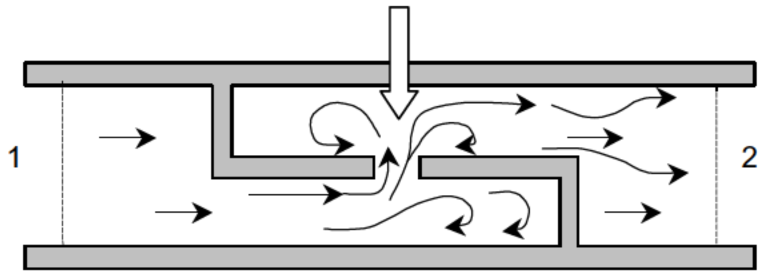


Figura 5.3

Consideremos el volumen de control cuyos limites se señalan en la figura mediante la línea discontinua. En las proximidades de la válvula, la velocidad, tal y como hemos dicho antes, puede ser muy grande, pero las secciones 1 y 2 de entrada y salida del volumen de control se suponen lo suficientemente alejadas como para que en ellas sea admisible el modelo de fluido continuo y flujo unidimensional.

En régimen estacionario, es claro que el gasto en la sección 1 ha de ser igual al de la sección 2. Además, si el diámetro de la tubería fuera el mismo y tuviera validez el modelo de fluido incompresible, las velocidades medias en 1 y 2 serían idénticas. En un fluido compresible al disminuir la presión hay una disminución de la densidad, por lo que la velocidad en 2 será mayor que en 1. Puesto que el volumen de control es rígido y no hay ningún mecanismo giratorio, no existe trabajo técnico intercambiado. Además, en la mayoría de los casos, el proceso es lo suficientemente rápido como para que el calor transmitido sea despreciable, de forma que se puede considerar adiabático. Asimismo, a pesar de las grandes variaciones de presión, la variación de energía cinética y desde luego potencial es insignificante.

Teniendo en cuenta estas simplificaciones, la ecuación del balance de energía (2.31) se convierte en

$$h_1 = h_2 \tag{5.1}$$

y por ello se suele decir que la laminación es un proceso isoentálpico. Pero esto no significa que la entalpía específica entre las secciones 1 y 2 siga siendo la misma, ya que en esas regiones del volumen de control el fluido está muy alejado del equilibrio termodinámico, de manera que no será aplicable la Termodinámica Clásica de los sistemas uniformes y muchas veces tampoco el modelo de los medios continuos y la Hipótesis del Equilibrio Local. Así pues, en esas regiones intermedias, en general no podrán definirse las variables termodinámicas. Por ello, en los diagramas termodinámicos, los procesos de estrangulamiento se suelen representar mediante líneas discontinuas.

El estrangulamiento es por lo tanto un proceso marcadamente irreversible, en el que hay por tanto una gran producción de entropía. En la figura 5.4 se representa en un diagrama de Mollier un proceso de estrangulamiento desde el estado 1 hasta la presión P_2. Compárese este proceso con una expansión isoentrópica hasta la misma presión.

Las relaciones halladas en V.1 son también válidas para el proceso de estrangulamiento, siempre que las secciones del conducto 1 y 2 sean iguales. Del análisis de las curvas de Fanno se deduce que la entalpía permanece constante sólo en el caso en que $\dot{m}/A=0$, por lo que la igualdad $h_1 = h_2$ es sólo aproximada.

Sin embargo, si $\dot{m}/A$ es reducida y la caída de presiones $P_1 - P_2$ es pequeña, la curva de Fanno correspondiente a este derrame se aproxima mucho a la curva $h = h_1$. En la mayoría de los procesos de estrangulamiento en válvulas, la caída de presiones es lo suficientemente pequeña como para considerar que $h_1 = h_2$ sin incurrir en un error apreciable.

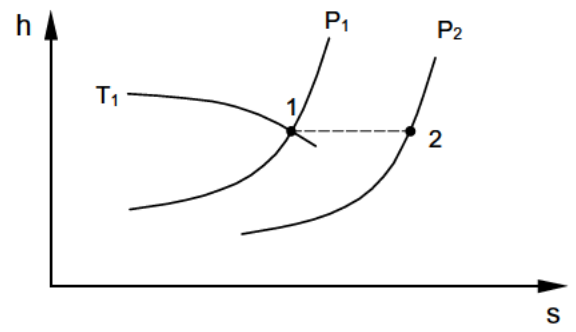


Figura 5.4

Haciendo un balance de exergía resulta

$$b_{f1} = b_{f2} + i$$

donde la destrucción de exergía es efectivamente

$$i = Ta\ (s_2 - s_1) = Ta \cdot s_c$$

V.3.1. EFECTO JOULE - THOMSON.

Cuando el fluido es un gas real, este efecto de reducción de presión debido a su paso a través de una restricción, se denomina **efecto Joule-Thomson**. Supongamos que el estado antes de la laminación es el 1 (P_1 , T_1) y laminamos hasta una presión P_2; la temperatura del estado 2 será una cierta T_2, tal que

$$h_1\ (P_1, T_1) = h_2\ (P_2, T_2)$$

Variando la presión P_2, es decir, abriendo o cerrando la válvula, obtendremos distintos estados, todos ellos caracterizados porque su entalpía es la misma que la del estado 1. Por otra parte, modificando las condiciones de ese estado 1 y volviendo a repetir esa experiencia, obtendremos una serie de curvas de entalpía constante, tal y como se muestra en la figura 5.5.

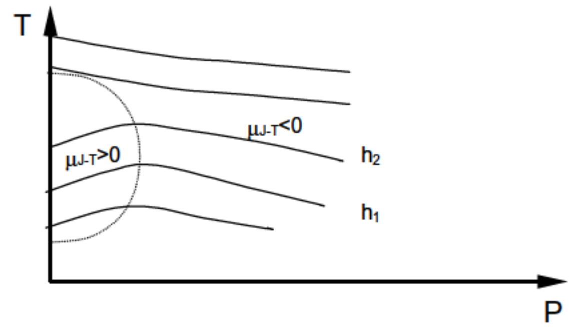


Figura 5.5

A la pendiente de las líneas isoentálpicas en este diagrama se le denomina **coeficiente de Joule-Thomson**, de forma que

$$\mu_{J-T} = \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_h \tag{5.2}$$

Según observamos en la figura, este coeficiente es positivo o negativo, dependiendo del estado particular en que se encuentre el gas considerado. La línea discontinua trazada de forma que pasa por aquellos estados para los que $\mu_{J-T} = 0$, es decir, los de máxima temperatura de cada isoentálpica, se llama **línea de inversión** y el valor correspondiente al punto de máxima temperatura, en que la curva de inversión corta el eje de ordenadas, se denomina **temperatura máxima de inversión**

Una cierta isóbara corta a la línea de inversión en dos puntos, a los que corresponden dos temperaturas distintas. Así, para una presión dada se puede hablar de una temperatura superior y una temperatura inferior de inversión.

La línea de inversión tiene un significado físico muy importante. A su derecha se encuentran aquellos estados para los que $\mu_{J-T} < 0$, es decir, en esa región la temperatura aumenta conforme la presión disminuye. A su izquierda, están los estados para los que $\mu_{J-T} > 0$, lo que significa que en una laminación la temperatura disminuye. Así pues, en una laminación, la temperatura final puede ser igual, mayor o menor que la temperatura inicial, dependiendo de las condiciones iniciales y de la presión final.

Existen algunos estados iniciales para los que el enfriamiento en una laminación es imposible. En efecto, para algunas temperaturas suficientemente elevadas, las líneas isoentálpicas, tal y como se aprecia en la figura 5.5, no pasan por la línea de inversión, de forma que en todo intervalo de presiones se satisface la condición $\mu_{J-T} < 0$. Esto ocurre desde luego para temperaturas superiores a la máxima temperatura de inversión.

Una de las técnicas más comúnmente utilizadas para la licuación de gases está basada precisamente en el enfriamiento por laminación. Desde luego, para lograr este enfriamiento es necesario que el gas se encuentre en una zona de estados en que $\mu_{J-T} > 0$. La presión óptima inicial en un proceso de licuación por estrangulamiento corresponde a la de un estado situado sobre la curva de inversión.

Para la mayoría de las sustancias, a grandes presiones y temperaturas ordinarias, el coeficiente de Joule-Thomson es negativo, siendo positivo a bajas presiones. En el caso del H_2 y el He, μ_{J-T} es negativo a temperaturas ordinarias y bajas presiones. Por ello, en el caso de estos dos gases, será necesario disminuir previamente la temperatura antes de que se pueda lograr un enfriamiento por simple laminado.

En el caso de un gas ideal, puesto que h = h (T) es obvio que $\mu_{J-T} = 0$. Así pues, si se somete un gas ideal a un proceso de laminación, su temperatura no varía. Muchos gases reales a bajas presiones se aproximan a esta condición y por ello, las isoentálpicas presentan una pendiente aproximadamente nula.

V.4 CAMBIADORES DE CALOR.

Como su nombre lo indica, los cambiadores de calor son dispositivos en lo que tiene lugar un intercambio de calor entre al menos dos fluidos; uno de ellos, el caliente, disminuye su temperatura y cede calor al otro, el frío, que de esta manera aumenta su temperatura (o experimenta una transición de fase).

Atendiendo a la orientación relativa de la dirección del flujo de las dos corrientes fluidas, los cambiadores de calor pueden dividirse básicamente en dos grupos. Si los dos flujos se cruzan entre sí en el espacio, generalmente formando un ángulo recto, se dice que son de **flujo cruzado**. Es el caso de los radiadores de los automóviles o la unidad de refrigeración de un conducto de acondicionamiento de aire. Si las dos corrientes fluidas se mueven en direcciones paralelas, se dice que son intercambiadores de calor **en serie**. Dentro de este grupo se distinguen básicamente dos tipos: los de **flujo paralelo o en equicorriente**, cuando los dos flujos tienen el mismo sentido y los del tipo de **contracorriente,** cuando las dos corrientes de fluido circulan en sentidos opuestos.

Existen otros numerosos tipos de cambiadores de calor. Dependiendo de la misión que desempeñan en el conjunto de una instalación reciben nombres especiales. Así, los **condensadores**, porque en ellos se produce la condensación de vapor, o los **evaporadores** porque en ellos se evapora un líquido o más generalmente un vapor húmedo, etc. En la figura 5.6 se muestran los perfiles de temperatura típicos en distintos tipos de cambiadores anteriormente mencionado.

Consideremos un cambiador, por ejemplo, en serie y de flujos en equicorriente, tal como muestra el esquema de la figura (5.7). En ella aparece también el símbolo que se suele utilizar para representar a estos equipos.

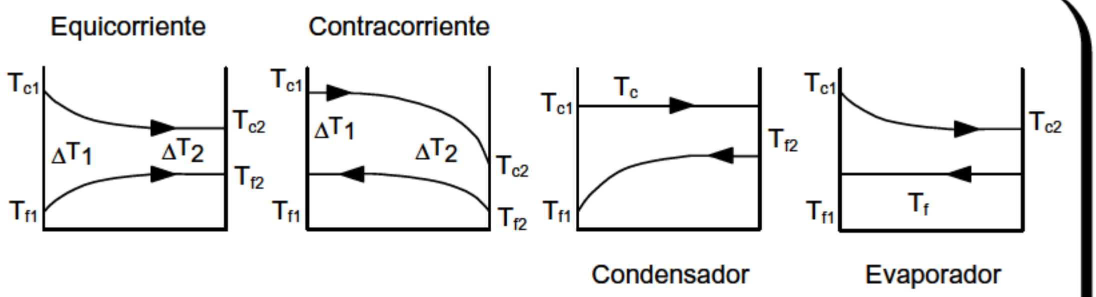


Figura 5.6

Sea c uno de los fluidos, el caliente y f el fluido frío, llamemos 1 y 2 a las secciones de entrada y salida, es decir c1, y c2 para el fluido caliente, f1 y f2 para el frío. Elegimos como volumen de control lo que queda comprendido dentro de la línea discontinua de la figura, es decir, el conjunto del intercambiador. Por consiguiente, este volumen de control presenta dos secciones de entrada y dos de salida.

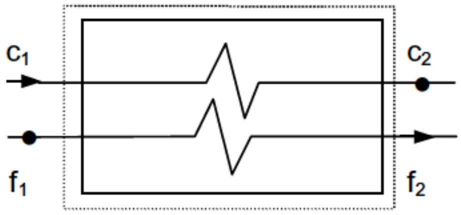


Figura 5.7

En régimen estacionario, que es la situación para la cual vamos a analizar el intercambiador, se cumple que $\dot{m}_{c1} = \dot{m}_{c2}$ y análogamente $,\dot{m}_{f1} = \dot{m}_{f2}$. Aunque evidentemente existe un intercambio de calor entre ambos fluidos, la transmisión de calor al exterior es muy pequeña, de manera que un intercambiador se puede considerar como una máquina adiabática. Evidentemente no existe trabajo técnico intercambiado y por otra parte, las variaciones de energía cinética y potencial de los fluidos son en general despreciables frente a sus variaciones de entalpía.

Teniendo en cuenta lo dicho anteriormente, de la ecuación del balance de energía, se tiene

$$\dot{m}_c h_{c1}+\dot{m}_f h_{f1}=\dot{m}_c h_{c2}+m_f h_{f2} \qquad (5.3)$$

o lo que es lo mismo

$$\dot{m}_c\left(h_{c1}-h_{c2}\right)=\dot{m}_f\left(h_{f2}-h_{f1}\right) \qquad (5.4)$$

es decir, la disminución de entalpía del fluido caliente es igual al aumento de entalpía del frío.

A veces, para efectuar el análisis, puede ser preferible elegir otros volúmenes de control. Supongamos que elegimos uno de los fluidos, por ejemplo, el f, siendo ahora el volumen de control el que se muestra en la figura 5.8

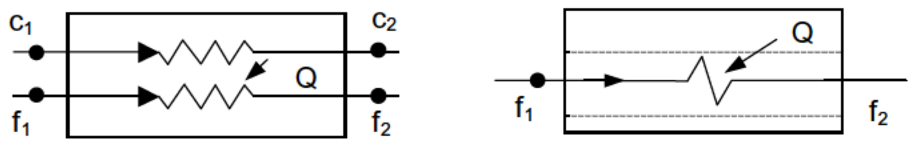


Figura 5.8

En este caso, a través de los límites del sistema existe un calor intercambiado. Llamando $\dot{Q}$ a ese calor por unidad de tiempo y haciendo un balance de energías, se tiene

$$\dot{Q}=m_f\left(h_{f2}-h_{f1}\right)$$

Igualmente, considerando el fluido c podríamos escribir

$$-\dot{Q}=m_c\left(h_{c2}-h_{c1}\right)$$

verificándose efectivamente la ecuación (5.4) anteriormente obtenida.

V.4.1. RENDIMIENTO DE UN CAMBIADOR DE CALOR.

El objetivo de un cambiador de calor es acelerar el intercambio de calor entre dos flujos, sin que se produzcan pérdidas al exterior. En este caso, pérdidas es el flujo de calor intercambiado con el exterior a través de la carcasa del cambiador. En este sentido, un cambiador de calor adiabático no tendrá pérdidas y su rendimiento, desde el punto de vista del Primer Principio, sería la unidad.

En la práctica, el cálculo del rendimiento de un cambiador de calor dado se presenta de la manera siguiente: conocida de forma completa la descripción física del cambiador y las condiciones de entrada de los dos flujos, ¿cuáles serán sus respectivas temperaturas de salida y en definitiva, cuál es la velocidad de intercambio calorífico?.

Para calcular estos valores es necesario conocer el coeficiente total de transmisión de calor del cambiador. Este estudio se abarcará una vez estudiada la Teoría de la Transmisión del Calor. Aquí, únicamente añadiremos que un coeficiente que se utiliza es la denominada **efectividad** del cambiador, que se define como el cociente entre el calor realmente intercambiado y el máximo que podría transmitirse en un cambiador en contracorriente de área infinita.

Observando los perfiles de temperatura de la figura 5-9 puede verse cómo influye el hecho de que $\dot{m}_f c_{Pf}$ sea mayor o menor que $\dot{m}_c\ c_{pc}$ sobre la variación relativa de las

temperaturas para un intercambiador en contracorriente. Así, cuando $\dot{m}_f c_{pf} < \dot{m}_c c_{pc}$, la cantidad máxima de calor que un cambiador de longitud infinita podría transmitir es la que resultaría en el caso de que el fluido frío se calentase hasta alcanzar la temperatura de entrada del caliente, el decir, $\dot{m}_f c_{Pf} \left(T_{c1} - T_{f1}\right)$

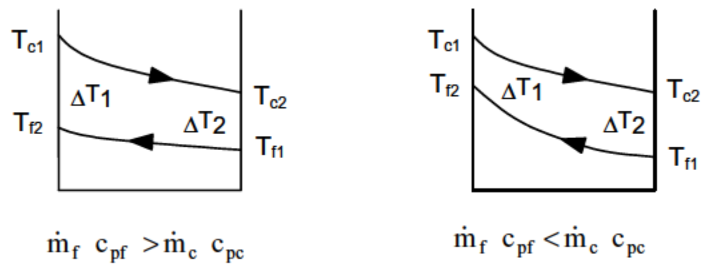


Figura 5.9

Cuando $\dot{m}_f c_{pf} > \dot{m}_c c_{pc}$ la máxima transmisión calorífica posible se alcanza cuando el fluido caliente se enfría hasta alcanzar la temperatura de entrada del fluido frío, es decir, el calor máximo transmitido es entonces $\dot{m}_c c_{Pc}$ (T_{c1} - T_{f1}). Por tanto, se define la efectividad de la forma siguiente

$$\varepsilon = \begin{cases} \dfrac{T_{f2} - T_{f1}}{T_{c1} - T_{f1}} & \dot{m}_f c_{Pf} < \dot{m}_c c_{Pf} \\ \dfrac{T_{c1} - T_{c2}}{T_{c1} - T_{f1}} & \dot{m}_f c_{pf} > \dot{m}_c c_{Pc} \end{cases} \tag{5.5}$$

Como se estudiará en el curso de Transmisión de Calor la efectividad se expresa en función del denominado número de unidades de transferencia (NTU) y del coeficiente de capacidad.

V.4.2. ANÁLISIS EXERGÉTICO.

Consideremos nuevamente el intercambiador de calor de la figura 5.7. En un análisis exergético, lo que se pretende es determinar la exergía destruida, consecuencia de las irreversibilidades en la transmisión del calor y en el derrame de ambos fluidos. Haciendo un balance de exergía se obtiene

$$\dot{I} = \dot{m}_c \left(b_{fc1} - b_{fc2}\right) - \dot{m}_f \left(b_{ff2} - b_{ff1}\right) \tag{5.6}$$

ecuación que permite calcular la destrucción de exergía por unidad de tiempo en el cuerpo del intercambiador.

Vamos a referirnos ahora a un elemento del intercambiador de longitud dL, siendo $d\dot{Q}$ el calor intercambiado entre ambos fluidos en ese elemento diferencial, por unidad de tiempo.Si llamamos T_C y T_f las temperaturas de los fluidos c y f en el elemento considerado, de un balance de entropía para el fluido c resulta

$$\dot{m}_c ds_c = \frac{d\dot{Q}}{T_c} + \frac{\left|d\dot{w}_{rfc}\right|}{T_c}$$

y una ecuación similar se obtendría para el fluido f. No es necesario insistir que estamos suponiendo que el modelo de flujo unidimensional es aplicable en el interior del intercambiador. Puesto que éste es un dispositivo adiabático, la velocidad de producción de entropía en el elemento considerado es

$$\dot{m}_c ds_c + \dot{m}_f ds_f$$

Por consiguiente, la velocidad de destrucción de exergía resulta,

$$d\dot{I} = T_a \cdot \left(\frac{T_c - T_f}{T_c T_f} d\dot{Q} + \frac{\left|d\dot{w}_{rc}\right|}{T_c} + \frac{\left|d\dot{w}_{rf}\right|}{T_f} \right) \qquad (5.7)$$

El primer término representa la destrucción de exergía ligada a la transmisión de calor, en tanto que el segundo y tercero corresponden a las irreversibilidades mecánicas internas, debidas a la viscosidad de ambos fluidos. Para un estudio detallado de estos términos en el contexto de la Termodinámica de Medios Continuos, consúltese la bibliografía del final de la lección.

Una forma de caracterizar el grado de calidad del intercambiador es mediante el rendimiento exergético ϕ_2, esto es, comparando la exergía de los fluidos a la salida con la aportada. Así,

$$\phi_2 = \frac{\dot{m}_c b_{f,c2} + \dot{m}_f b_{f,f2}}{\dot{m}_c b_{f,c1} + \dot{m}_f b_{f,f1}} = 1 - \frac{\dot{I}}{\dot{m}_c b_{f,c1} + \dot{m}_f b_{f,f1}} \qquad (5.8)$$

Este coeficiente efectivamente valora su eficiencia termodinámica, pero no da una idea de si el objetivo es o no alcanzado. Por ello, es preferible utilizar el rendimiento exergético ϕ_4. Así, si el objetivo técnico del intercambiador es el aumento de temperatura del fluido frío, ese coeficiente se definirá según

$$\phi_4 = \frac{\dot{m}_f \left(b_{f,f2} - b_{f,f1}\right)}{\dot{m}_c \left(b_{fc1} - b_{f,c2}\right)} = 1 - \frac{\dot{I}}{\dot{m}_c \left(b_{f,c1} - b_{f,c2}\right)} \qquad (5.9)$$

Por el contrario, para un intercambiador que funciona por debajo de la temperatura ambiental, es el fluido que se enfría el que aumenta su exergía (y éste es precisamente el objetivo técnico) a expensas de la disminución de exergía del fluido que se calienta. Naturalmente, en estos casos el rendimiento exergético deberá ser reformulado.

V.5 LLENADO Y VACIADO DE DEPÓSITOS.

Una vez analizados los aspectos fundamentales de los procesos de derrame en régimen estacionario, vamos ahora a referirnos al régimen no estacionario. Estudiaremos dos problemas típicos del régimen no permanente, como son la carga de un depósito con un fluido procedente de una línea a presión y la descarga de un tanque a presión al ambiente, o bien, a otro tanque de presión inferior.

V.5.1. ANÁLISIS ENERGÉTICO TRADICIONAL.

Proceso de llenado.

Consideremos un depósito de paredes rígidas que está conectado a través de una válvula a una línea por donde circula un fluido a una cierta presión, ver figura 5.10. Inicialmente en el depósito existe una cierta masa de esa misma sustancia con la que se va a cargar, o de otra distinta, o bien, puede estar vacío.

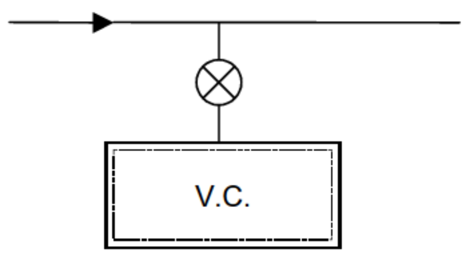


Figura 5.10

Se elige como volumen de control el indicado por la línea discontinua, de manera que incluya el volumen del depósito. El volumen de la válvula y de la tubería de conexión se considera despreciable. Asimismo, supondremos que el estado del fluido en toda la sección de entrada al tanque es el mismo. Por otra parte, vamos a considerar que la distancia entre la sección de entrada y el centro de gravedad del depósito es pequeña, de forma que podamos suponer despreciable la energía potencial del fluido que entra.

El calor $\dot{Q}$ intercambiado a través de las paredes del depósito dependerá de la velocidad con que circula el fluido, de la geometría, de las características térmicas del material y desde luego de la temperatura, tanto del fluido como del medio exterior. Si el tanque se llenara rápidamente, el calor intercambiado sería desde luego pequeño, aunque el gradiente de temperatura entre el contenido del tanque y el medio exterior

fuera importante. Por ello, vamos a analizar este proceso suponiendo que es adiabático.

Conforme se va llenando el depósito, aumenta su energía interna y hay también una variación de la energía cinética, debido a los torbellinos que se crean en su interior. Teniendo en cuenta los comentarios que hemos hecho sobre la altura del depósito, el aumento de energía potencial se corresponde con la energía potencial del fluido que va entrando y es por ello que no va a aparecer en la ecuación del balance de energía.

Así pues, para un instante dado del proceso de llenado, se tiene

$$\frac{d\left(U+E_c\right)_{vc}}{dt}=\dot{m}\left(h_1+1/2v_1^2\right) \qquad (5.10)$$

siendo h_1 y v_1 la entalpía específica y la velocidad del fluido en la sección de entrada.

Integrando esta ecuación entre los instante t y t + Δt, que es el tiempo que tarda en efectuarse el llenado y teniendo en cuenta que la energía cinética de esos torbellinos dentro del depósito finalmente se transforma en energía interna, dado que consideramos no existe calor cedido al exterior, se tiene

$$\Delta U_{vc}=\int_t^{t+\Delta t}\dot{m}\left(h_1+1/2v_1^2\right)dt \qquad (5.11)$$

En general, tanto la entalpía h_1 como la velocidad v_1 varían con el tiempo. Nosotros vamos a considerar que la cantidad de fluido que se extrae del conducto principal es pequeña comparada con la que circula, de manera que no afecta para nada al estado de aquél, así que igualmente h_1 y v_1 serán constantes.

Además si consideramos un volumen de control tal y como el que se muestra en la figura 5.11., dado que no existe ni calor ni trabajo intercambiados con el exterior y siendo L el estado del fluido en la tubería principal, que suponemos es el mismo en una zona próxima al tubo de entrada, se tiene

$$h_L + 1/2\,v_L^2 = h_1 + 1/2\,v_1^2$$

y si la velocidad de la corriente en la línea es relativamente pequeña, en ese caso

$$h_L=h_1+1/2v_1^2$$

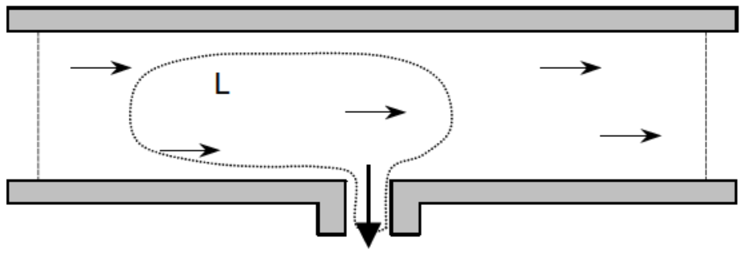


Figura 5.11

Sutituyendo este resultado en la ecuación (5.11) y dado que

$$\int_{t}^{t+\Delta t} \dot{m}dt \quad = \Delta m = m_f - m_i$$

siendo m_i, m_f la masa inicial y final en el depósito, resulta finalmente

$$\Delta U_{VC} = h_L \,(m_f - m_i)$$

es decir,

$$m_f \; u_f \; - \; m_i \; u_i \; = \; h_L \; (m_f \; - \; m_i) \qquad (5.12)$$

En el caso particular en que $m_i = 0$, es decir, el depósito estaba inicialmente vacío, se tiene

$$u_f = h_L \qquad (5.13)$$

de manera que la energía interna específica del fluido en el depósito coincide con la entalpía en la línea. En el caso de un gas ideal monoatómico, o bien, considerado aproximadamente constante el calor específico en el intervalo de temperatura, resulta

$$T_f = \gamma . T_L \qquad (5.14)$$

Como para muchos gases ideales γ está comprendido entre 1,25 y 1,40, el aumento en la temperatura puede ser hasta del 40%. Evidentemente, este resultado no es válido para gases a presiones elevadas y en ese caso, será necesario recurrir a datos tabulados para determinar el estado final del fluido.

Proceso de vaciado.

Vamos ahora a estudiar la descarga a la atmósfera de un depósito a presión, ver figura 5.12. Desde un punto de vista físico, el vaciado de un recipiente a presión es similar a la carga anteriormente estudiada. Sin embargo, como vamos a ver a continuación, las relaciones que se obtienen como resultado de aplicar el Primer Principio son muy diferentes.

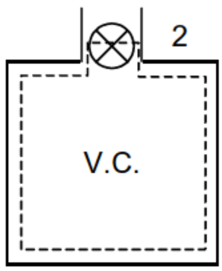


Figura 5.12

Considerando el volumen de control de la figura 5.12, y admitiendo las aproximaciones que anteriormente hacíamos, se tiene

$$\frac{d\,U_{vc}}{d\,t} = -\,\dot{m}\,h_2 \tag{5.15}$$

habiéndose despreciado la energía cinética y potencial, tanto las asociadas al volumen de control como las de la masa que sale del recipiente.

Integrando esta ecuación en el tiempo entre t y $t + \Delta t$, siendo Δt el intervalo en el que se efectúa la descarga, resulta

$$\Delta U_{vc} = \int_{t}^{t+\Delta t} \dot{m} h_2 \, dt \tag{5.16}$$

El problema es, sin embargo, diferente del que se presentaba en el proceso de carga mediante una línea a presión. En efecto, ahora las propiedades del fluido que la sección de salida 2 cambian continuamente, debido a la disminución de la masa contenida en el volumen del depósito. Por ello, va a ser preferible escribir la ecuación del balance de energía en forma diferencial. Así

$$d\,U_{vc} = h_2\,dm$$

y puesto que

$$d\,U_{vc} = mdu + udm$$

y considerando que el estado del fluido en la sección de salida coincide con el del fluido que en ese instante permanece en el depósito, de forma que suponemos que todo él se encuentra en un cierto estado de equilibrio, resulta

$$(h - u)\ dm = mdu$$

y por tanto

$$\frac{d\,u}{h-u} = \frac{d\,m}{m} \qquad (5.17)$$

Insistimos nuevamente en que para que esta ecuación sea válida, se requiere que el fluido que permanece en el interior de depósito, ha de estar en un estado de equilibrio, es decir, el proceso de descarga ha de ser lo suficientemente lento como para que el fluido dentro del depósito experimente un proceso cuasiestático.

Puesto que V = mv y dado que

$$mdv + vdm = dV = 0$$

se tiene

$$\frac{d\,m}{m} = -\frac{dv}{v}$$

Volviendo a la ecuación (5.17) y sustituyendo en ella la igualdad anterior, resulta

$$\frac{d\,u}{P\,v} = -\frac{d\,v}{v}$$

o bien

$$du + Pdv = 0 \qquad (5.19)$$

Esta ecuación implica que el gas que permanece en el depósito experimenta un proceso reversible y adiabático. Suponiendo que se trata de un gas ideal, ello significa que se satisface la ecuación

$$\frac{d\,T}{T} = \left(1-\gamma\right)\frac{d\,v}{v}$$

y por consiguiente

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{dT}{T} = \frac{dm}{m}$$

La integración de esta ecuación nos da

$$\frac{m_2}{m_1} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{1/(\gamma - 1)} \qquad (5.20)$$

que expresa la variación de la temperatura del gas contenido en el depósito en función de la masa almacenada. Igualmente

$$\frac{m_2}{m_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{1/\gamma} \qquad (5.21)$$

que relaciona la masa con la presión existente en el recipiente.

V.5.2. ANÁLISIS EXERGÉTICO.

Nos referimos nuevamente al esquema de la figura 5.10. El depósito que se va a llenar es de paredes rígidas y de volumen V. En él hay inicialmente un gas en las condiciones ambientales (T_a, P_a) y se va a llenar mediante una línea, donde el gas se encuentra en las condiciones (T_L, P_L), en las proximidades de la boca de entrada al depósito.

Como hemos dicho anteriormente, suponemos que el proceso de llenado ocurre rápidamente de forma que el calor intercambiado es muy pequeño, por lo que se le puede considerar como un proceso adiabático. Además, se considerará que el estado del gas en la línea permanece constante, independientemente de la masa que haya entrado al depósito. Hechas estas aproximaciones, del balance de energía resulta la ecuación (5.12). Suponiendo que el aire se puede considerar como un gas ideal de coeficiente adiabático γ constante, de esa ecuación del balance resulta

$$P_f - P_i = \left(\frac{P_f}{Ti} - \frac{P_i}{T_f} \right) \gamma \, T_L$$

de donde se despeja T_f, la temperatura final del aire en el depósito.

La destrucción de exergía en este proceso de llenado la podemos obtener mediante aplicación de la ecuación de Gouy-Stodola, previo balance de entropías, resultando

$$I_1 = T_a \, [\, m_f \, s_f - m_i \, s_i - (m_f - m_i) \, s_L \,] \qquad (5.22)$$

Si por comodidad se elige como origen de entropías el estado i y hacemos $s_i = 0$, se comprueba de forma inmediata la ecuación

$$B_f = (m_f - m_i)\, b_{fL} - I_1 \tag{5.23}$$

donde $B_f = m_f\ b_{ff}$ es la exergía final del gas en el depósito y b_{fL} es la exergía de flujo de gas en la línea

Suponiendo que la línea de gas está alimentada por un gran depósito, la disminución de su exergía debido al proceso considerado es obviamente $-\Delta B_D = (m_f - m_i) b_{fL}$, de manera que el rendimiento exergético del proceso de llenado se puede definir de la manera siguiente

$$\phi_4 = \frac{B_f}{-\Delta B_D} = 1 - \frac{I_1}{-\Delta B_D} \tag{5.24}$$

Una vez finalizado el llenado, existirá una destrucción posterior de exergía, debido a que parte de la exergía de tipo térmico que fue originada en la disipación turbulenta, será degradada como consecuencia de las pérdidas inevitables de calor al ambiente. Teniendo en cuenta que este calor cedido al ambiente es igual a la disminución de la energía interna del gas del depósito, se tiene

$$I_2 = Q - T_a \int \frac{dQ}{T} = m_f c_v (T_f - T_0) - T_a m_f \int_{T_a}^{T_f} \frac{c_v}{T} dT$$

Una vez alcanzada la temperatura final, la exergía final en el depósito es

$$B'_f = B_f - I_2 \tag{5.25}$$

y la destrucción total de exergía será $I_1 + I_2$, siendo el rendimiento exergético total

$$\Phi_4 = \frac{B'_f}{-\Delta B_D} \tag{5.26}$$

Si, por ejemplo, este gas comprimido fuera utilizado en una turbina de acción conectada a un generador eléctrico, la destrucción de exergía en la turbina sería $(1 - \Phi_T)\, B'f$ donde Φ_T es su rendimiento exergético. Si este ejemplo lo realizásemos numéricamente, comprobaríamos que la destrucción de exergía es mucho mayor en el proceso de llenado que en la propia turbina. Seguramente, sin estas conclusiones obtenidas mediante el análisis exergético, para mejorar el rendimiento de la instalación conjunta trataríamos de realizar las mejoras en la turbina.

V.6 BIBLIOGRAFÍA

1. Brun E.A., Martinot - Lagarde A., Mathieus J., Mecánica de los Fluidos, Ed. Lapar, 1979.

2. Reynolds, W.C., Perkins, H.C., Ingeniería Termodinámica, Mc Graw-Hill, 1980.

3. Shames I., Mechanics of Fluids, Mc Graw-Hill, 1978.

4. Thompson, Ph, Compressible- Fluid Dynamics, Mc Graw-Hill, 1972.

5. Costa Novella, E., Ingeniería Química. Flujo de Fluidos, Alhambra Universidad, 1985.

6. Sala J.M., Termodinámica de fluidos y el método de análisis exergético, Ed. de la Universidad del País Vasco, 1987.

LECCIÓN VI COMPRESORES

VI.1 PROCESOS DE TRABAJO.

Iniciamos ahora una serie de lecciones que se refieren a procesos de trabajo, en los que el flujo de un fluido compresible o incompresible intercambia trabajo técnico con el exterior.

Aplicando el Primer Principio a un V.C. en el que 1 es el estado a la entrada y 2 a la salida se tiene

$$w_t = h_1 - h_2 - \frac{1}{2}\left(v_2^2 - v_1^2\right) + q \qquad (6.1)$$

donde hemos ya despreciado la variación de energía potencial. En muchas ocasiones (caso de las turbomáquinas), los procesos de trabajo pueden ser considerados adiabáticos, de modo que

$$w_t = h_1 - h_2 - \frac{1}{2}\left(v_2^2 - v_1^2\right) \qquad (6.2)$$

En la inmensa mayoría de los casos prácticos, la variación de energía cinética es mucho menor que el cambio de entalpía que experimenta el fluido, por lo que la despreciaremos. Si en algún caso debemos tenerlo en cuenta, como ocurre en la definición de algún rendimiento, utilizaremos entonces el término trabajo neto.

VI.2 EL TRABAJO TÉCNICO EN PROCESOS CUASIESTÁTICOS.

Antes de seguir adelante y estudiar los diferentes ejemplos ya mencionados, es interesante encontrar una expresión que permita ligar el trabajo técnico, que hemos definido en la lección II, con la variación de volumen que experimenta el fluido desde la sección de entrada a la de salida del V.C. considerado.

En la lección II hemos obtenido la ecuación (2.31), que representa el balance de energía para un volumen de control con una sección de entrada y otra de salida, en régimen estacionario y supuesto flujo unidimensional en dichas secciones. En esa ecuación, q y w_t representan, como veíamos, el calor y el trabajo técnico intercambiados por el volumen de control en el tiempo unitario t_u, tiempo que tarda la unidad de masa en entrar y otra unidad de masa en salir del volumen de control considerado y Δh, Δe_c, Δe_p son las variaciones de entalpía, energía cinética y potencial del fluido entre las secciones de salida y entrada. Esa ecuación la podemos igualmente escribir, según

$$q - \left(w_t + w_d \right) = \Delta u + \Delta e_c + \Delta e_p \qquad (6.3)$$

donde w_d es el trabajo de flujo por unidad de masa, es decir,

$$w_d = P_2 \, v_2 - P_1 \, v_1$$

Consideremos ahora el proceso termodinámico que tiene lugar en el volumen de control desde el punto de vista de un sistema cerrado, es decir, supongamos una unidad de masa y sigamos su evolución desde la sección de entrada a la de salida. Esta masa unitaria experimenta naturalmente un proceso, siendo 1 y 2 los estados inicial y final respectivamente.

Llamando q_{12} y w_{12} al calor y trabajo intercambiados, se tiene

$$q_{12} - w_{12} = \Delta u + \Delta e_c \; \Delta e_p$$

Evidentemente, esta ecuación del balance de energía es válida para todas las masas unitarias que consideremos, ya que el régimen es estacionario. Comparando esta ecuación con (6.3), es claro que los segundos miembros son iguales, como también serán iguales los calores y los trabajos. Por consiguiente

$$w_t = w_{12} - (P_2 \, v_2 - P_1 \, v_1)$$

Hemos dicho ya en varias ocasiones que la técnica de los volúmenes de control consiste precisamente en considerar al sistema como una caja negra, y establecer los balances de masa, energía, exergía, etc. en función de magnitudes que se refieren a los límites del sistema, como calor o trabajo intercambiados, entalpía en la sección de entrada o de salida, etc.

Sin embargo, en esta sección estamos tratando de encontrar una expresión sencilla para el trabajo técnico, válida solamente en casos muy particulares y es por ello, que adoptamos el planteamiento de considerar lo que pasa dentro del volumen de control. Pues bien, siguiendo con esta serie de hipótesis simplificadoras, vamos a suponer que, en su evolución desde la entrada a la sección de salida, esa unidad de masa experimenta un proceso cuasiestático, de manera que el trabajo intercambiado w_{12} se puede escribir

$$w_{12} = \int_{v_1}^{v_2} P dv - \left| w_{r12} \right| - \Delta e_c - \Delta e_p$$

donde w_{r12} es el trabajo de rozamiento, debido a la viscosidad del fluido.

Hechas estas hipótesis, resulta que el trabajo técnico es

$$w_t = \int_{v_1}^{v_2} P dv - (P_2 v_2 - P_1 v_1) - \left| w_{r12} \right| - \Delta e_c - \Delta e_p$$

Teniendo en cuenta que $d\ (Pv) = Pdv + vdP$, se tiene

$$\int P dv - (P_2 v_2 - P_1 v_1) = -\int_{P1}^{P_2} vdP$$

y por consiguiente

$$w_t = -\int_{P_1}^{P_2} vdP - |w_{r12}| - \Delta e_c - \Delta e_P \qquad (6.4)$$

Si el proceso fuera reversible, es decir, no existiera trabajo de rozamiento y si además, como suele ser habitual en muchas situaciones de interés, no se consideran las variaciones de energía cinética y potencial, entonces

$$wt = -\int_{P1}^{P_2} vdP \qquad (6.5)$$

En la figura 6.1 se representa en un diagrama P - v el proceso cuasiestático entre los estados 1 y 2. Supuestas las hipótesis para las cuales es válida la expresión anterior, vemos que el trabajo técnico específico viene representado por el área rayada.

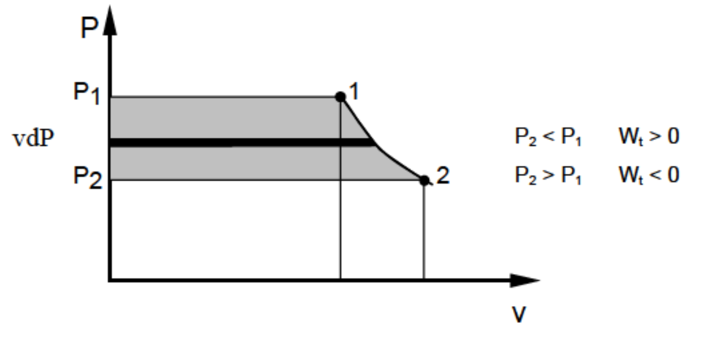


Figura 6.1

VI.3 MAQUINAS DE FLUIDO Y TIPOS DE COMPRESORES

Dado que los compresores constituyen un tipo de máquinas de fluido presentamos en primer lugar una clasificación de las mismas. Se denomina **máquina de fluido** al conjunto de elementos mecánicos que permiten intercambiar trabajo con el exterior, generalmente a través de un eje, gracias a la variación de la energía disponible en el fluido que atraviesa la máquina.

Si la energía mecánica se transmite al exterior a expensas de la disminución de la energía en el fluido, la máquina se denomina entonces **motora.** Si por el contrario el

trabajo es cedido por el exterior aumentando de esta manera la energía de fluido, entonces se dice que es una máquina **generadora.**

Las máquinas de fluido, tanto las motoras como las generadoras, se pueden clasificar atendiendo a la compresibilidad del fluido, distinguiéndose dos grandes grupos: **máquinas hidráulicas** y máquinas térmicas. Las primeras son aquellas que manejan fluidos prácticamente incompresibles (líquidos), o bien fluidos que aun siendo compresibles los efectos de la compresibilidad en la máquina son despreciables; éste es el caso de los ventiladores.

Por el contrario, en las **máquinas térmicas** evolucionan fluidos compresibles, de forma que es precisamente la variación de volumen específico el mecanismo que permite la transformación de la energía térmica en mecánica o a la inversa. Dentro de este grupo se encuentran los compresores objeto de esta lección. Así pues, los compresores son máquinas térmicas generadoras que tienen como objeto el aumento de presión de un gas o vapor mediante un proceso de compresión.

Son numerosas las aplicaciones de los compresores, entre las que pueden citarse las turbinas de gas industriales y las de aviación, instalaciones frigoríficas, gasoductos, sobrealimentación de motores de combustión interna, aire comprimido para herramientas neumáticas, la industria química en general, etc.

Los compresores pueden clasificarse según diferentes criterios. Así, en función de la presión final alcanzada se habla de compresión de baja, media, alta y muy alta presión. Según la naturaleza del gas comprimido, pueden ser compresores de aire, de anhídrido carbónico, de gas natural, amoniaco, etc.

No obstante, la clasificación más importante es la que tiene en cuenta el principio de funcionamiento. Atendiendo a este punto de vista se clasifican en dos grandes grupos: **compresores de desplazamiento positivo** y turbocompresores.

Los primeros están basados en el llamado principio de desplazamiento positivo, según el cual una porción de fluido es retenido en un cierto volumen de la máquina que aumenta (aspiración) o disminuye (compresión) periódicamente. Dentro de este grupo están los compresores alternativos y los rotativos.

En los **turbocompresores** la masa de fluido no está materializada por un contorno definido, sino que el flujo es continuo. La transferencia de energía del eje al fluido se basa en la ley de momento cinético, conocida como ecuación de Euler o ecuación física de las turbomáquinas. Según la dirección del flujo se subdividen en tres tipos: centrífugos, axiales y diagonales. En el cuadro siguiente se resume esta clasificación de los compresores.

- Compresores
  - Turbocompresores
    - Centrífugos
    - Axiales
    - Diagonales
  - De desplazamiento positivo o volumétricos
    - Alternativos
      - Simple efecto
      - Doble efecto
    - Rotativos
      - De paletas
      - De tornillo
      - Otros

VI.4 ESTUDIO TERMODINÁMICO DE LA COMPRESIÓN

El estudio termodinámico de la compresión es universalmente válido cualquiera que sea el tipo de compresor. Dintinguiremos dos tipos básicos de procesos de compresión: adiabáticos y refrigerados. Como ahora comprobaremos, desde el punto de vista del consumo de trabajo es preferida la compresión refrigerada a la adiabática. Constructivamente es más sencilla la refrigeración en los compresores volumétricos que en los turbocompresores.

VI.4.1. PROCESO DE COMPRESIÓN ADIABÁTICO.

El proceso ideal de referencia es la compresión adiabática reversible, es decir, isoentrópica. Dado un estado inicial 1(P_1, T_1) de un cierto gas y fijada una presión final P_2, el mínimo trabajo requerido en una compresión adiabática corresponde al proceso isoentrópico 1 2, ver figura 6.2.

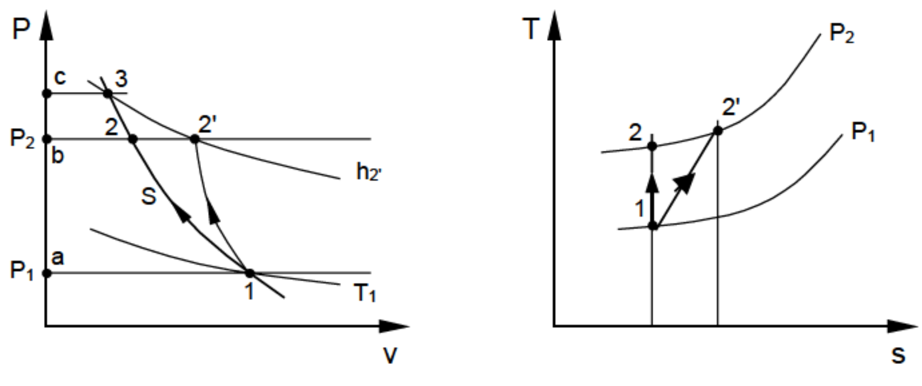


Figura 6.2

Considerando $\Delta e_c = 0$ el trabajo específico mínimo será

$$|w_c| = h_2 - h_1 = \int_{P_1}^{P_2} v dP = A_{1ab21}$$

Para un gas perfecto se tiene

$$|w_c| = c_P (T_2 - T_1) = \frac{\gamma}{\gamma - 1} R T_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \qquad (6.6)$$

En un proceso de compresión real las irreversibilidades dan lugar a una producción de entropía, de forma que el estado final 2' se encuentra a la derecha de 2, ver figura 6.2. El trabajo de compresión requerido aumenta en

$$\Delta w_c = |w_c| - |w_{cs}| = h_{2'} - h_2 = \int_2^{2'} T(s, P_2) ds$$

Este trabajo adicional se representa en el diagrama Pv mediante el área $A_{2\,b\,c\,3\,2}$. En efecto, prolongando la isoentrópica $s = s_1 = s_2$ hasta la intersección con la isoentálpica $h_{2'}$ se obtiene el punto 3, siendo así que

$$\int v dP = h_3 - h_2 = h_{2'} - h_2 = A_{2bc32}$$

En el diagrama T-s el aumento de trabajo Δw_c corresponde al área situada debajo de la isóbara $P = P_2$, ya que

$$\Delta w_c = h_{2'} - h_2 = \int_{2'}^{2} T ds$$

Evidentemente cuanto más importantes sean las irreversibilidades mayor será el trabajo requerido y más elevada la temperatura del estado final. Pues bien, para que juzgar la calidad del proceso de compresión se define el **rendimiento interno o isoentrópico** η_{sc}, como el cociente entre el trabajo mínimo y el realmente requerido, esto es

$$\eta_{sc} = \frac{|w_c|}{|w_{c'}|} = 1 - \frac{\Delta w}{|w_{c'}|} = \frac{h_2 - h_1}{h_{2'} - h_1} < 1 \qquad (6.7)$$

Esta definición del rendimiento tiene sentido siempre que se considere al compresor de un modo aislado, puesto que entonces requiere conocer solamente la calidad constructiva de la máquina. Sin embargo, cuando el compresor forma parte de una instalación más amplia y se quiere conocer cómo influyen sus pérdidas en el conjunto

de la instalación, en ese caso se debe efectuar un análisis exergético y valorar las destrucciones de exergía en la máquina.

En efecto, en una compresión adiabática irreversible el fluido abandona la máquina con una temperatura y una entalpía superiores a las que tendría si la compresión hubiera sido isoentrópica. Puede ocurrir que al salir del compresor el fluido deba ser calentado, en cuyo caso el calor necesario será tanto menor cuanto más alta sea la temperatura a la salida del compresor.

Efectuando un balance de exergía en el compresor irreversible se tiene

$$b_{f\,1} = b_{f\,2'} + |\, w'_c \,| + i$$

y puesto que

$$b_{f\,1} = b_{f\,2s} + |\, w_{cs} \,|$$

resulta

$$i = (\,|\, w_{c'} \,| - |\, w_c \,|\,) - (\, b_{f\,2s} - b_{f\,2}\,) \qquad (6.8)$$

por lo que la destrucción de la exergía será menor que el aumento de trabajo requerido, siempre que $b_{f\,2'} > b_{f\,2}$. De acuerdo con la ley de Gouy - Stodola dicha destrucción de exergía es

$$i = T_a\,(\,s_{2'} - s_1\,)$$

Observando la figura 6.3 se aprecia claramente que $i < \Delta w$ siempre que el proceso transcurra a temperaturas superiores a las del ambiente. Este efecto de la temperatura tiene una fácil interpretación. En efecto, la destrucción de exergía está asociada a los rozamientos que experimenta el fluido al pasar a través de la máquina.

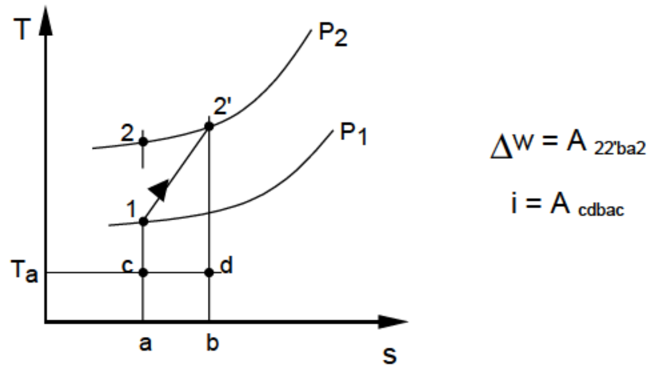


Figura 6.3

Suponiendo que la compresión se realiza según un proceso cuasiestático se tiene

$$i = T_a \int_1^2 \frac{|dw_r|}{T} \qquad (6.9)$$

expresión que claramente pone de manifiesto que cuanto mayor sea T menor será el efecto perjudicial de los rozamientos. La expresión 6.9 tiene unas consecuencias muy importantes en el diseño de los compresores. En efecto, nos pone de manifiesto que los rozamientos son más perjudiciales en las etapas iniciales de compresión que en las finales.

VI.4.2. PROCESO DE COMPRESIÓN CON REFRIGERACIÓN.

Hemos visto que al comprimir de forma adiabática, el trabajo de compresión aumenta la entalpía del fluido, por lo que su temperatura se eleva. Este aumento de temperatura es en general no deseable, pudiendo causar problemas en la estabilidad del aceite de lubricación. Además, de lo que se trata es de alcanzar la presión final P_2 consumiendo el menor trabajo posible. Por estas razones es conveniente refrigerar.

Vamos a considerar en primer lugar la situación ideal, en la que la refrigeración es lo suficientemente intensa como para mantener la temperatura del fluido constante. Además, al no haber rozamientos será un proceso de compresión isotermo reversible, ver figura 6.4. Fijada la presión final P_2 ,el estado final será ahora el 2T. Puesto que en un diagrama P - v las isoentrópicas tienen mayor pendiente que las isotermas, el trabajo necesario en la compresión isoterma será menor que en la isoentrópica.

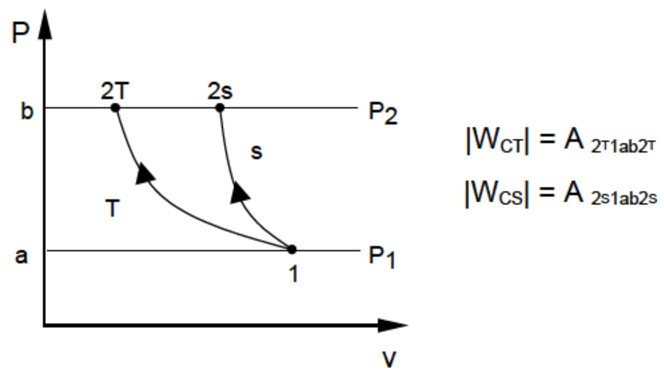


Figura 6.4

Haciendo un balance de entropía en el compresor isotermo se tiene

$$s_{2T} - s_1 = \frac{q}{T}$$

por lo que el trabajo específico de compresión será

$$| w_{cT} | = h_{2T} - h_1 - T (s_{2T} - s_1) = (h_{2T} - Ts_{2T}) - (h_1 - Ts_1)$$

Recordando que $g = h - Ts$ resulta

$$| W_{cT} | = g_{2T} - g_1$$

(6.10)

En un diagrama h - s, el trabajo $| w_c |$ viene representado por un segmento, véase figura 6.5. En efecto, la tangente en la isobara $P = P_1$ por el punto 1 tiene por pendiente $(\partial h/\partial s)_P = T_1$. En un diagrama T-s el trabajo de compresión viene representado por la superficie $A_{1\,3\,c\,b\,21}$

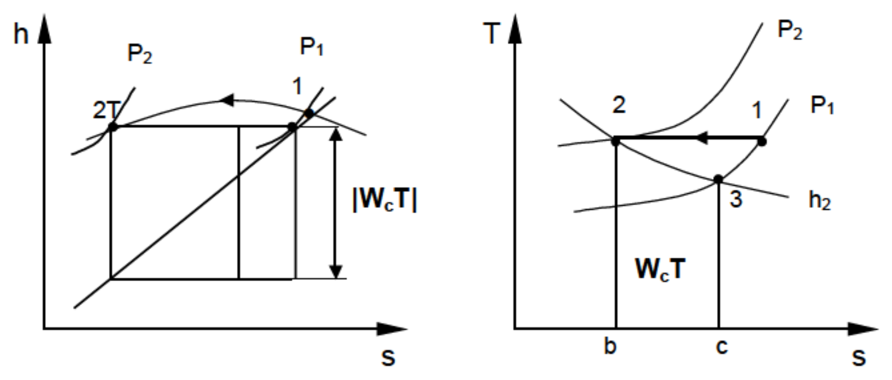


Figura 6.5

En el caso particular de un gas perfecto se tiene

$$|w_{cT}| = RT_1 \lambda_n \frac{P_2}{P_1}$$

En una compresión real existen rozamientos y además la refrigeración no es lo suficientemente intensa, por lo que el proceso de compresión no es isotermo. El proceso real que ocurre en un compresor refrigerado se puede aproximar a un proceso politrópico de índice n comprendido entre 1 y γ, es decir $1 < n < \gamma$. En ocasiones hay que ir considerando distintos valores de n a lo largo del proceso para poder modelar el proceso real con suficiente precisión.

Si el gas que experimenta la compresión politrópica puede asimilarse a un gas perfecto, el trabajo de compresión será

$$|w_c| = \frac{n}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \qquad (6.11)$$

y puesto que

$$h_2 - h_1 = \frac{\gamma R}{\gamma - 1} T_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]$$

el calor cedido será

$$q = \frac{\gamma - n}{(n-1)(\gamma - 1)} R T_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \qquad (6.12)$$

En los compresores refrigerados se define el **rendimiento isotermo** que establece la relación entre el mínimo trabajo correspondiente a un proceso isotermo reversible y el trabajo real, es decir

$$\eta_{Tc} = \frac{g_2 - g_1}{|w_c|} \qquad (6.13)$$

VI.4.3. PREENFRIAMIENTO Y COMPRESIÓN EN ETAPAS.

Vamos a realizar un sencillo análisis termodinámico para valorar el efecto de la temperatura en el trabajo de compresión. Supongamos en primer lugar un gas a una temperatura superior a la ambiental, $T_1 > T_a$ y que queremos comprimirlo desde la Presión P_1 a la P_2, ver figura 6.6.

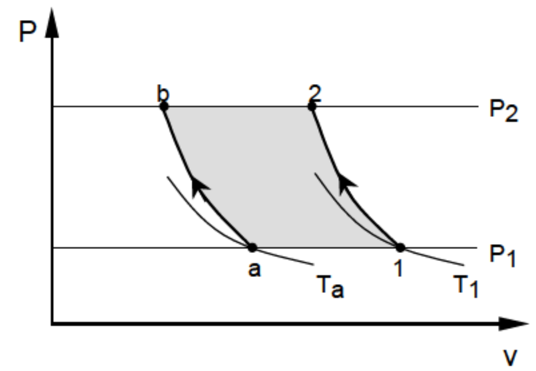


Figura 6.6

Antes de comprimir el gas puede ser conveniente realizar un enfriamiento del mismo. Con ello no solo conseguiremos aumentar la densidad, de manera que para un determinado caudal volumétrico el gasto será mayor, sino que además el trabajo específico de compresión disminuye.

En efecto, supongamos que realizamos un preenfriamiento hasta la temperatura ambiente T_a y que el proceso de compresión se puede modelar según una politrópica de índice n. La reducción en el trabajo específico es proporcional al área A_{1abc21} y viene dada por la expresión

$$|\Delta w| = \frac{n}{n-1} R (T_1 - T_a) \left[\left(\frac{P_2}{P} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]$$

Nos referimos ahora a una situación en la que se requiere comprimir un gas a una elevada presión. La compresión puede realizarse en varias etapas, con refrigeración intermedia antes de la etapa siguiente, para así disminuir el trabajo de compresión de la misma y disminuir el peligro de inflamación del lubricante en altas presiones.

Supongamos que se desea comprimir desde P_1 a la presión P_2 y se decide realizar una compresión en tres etapas con enfriamiento intermedio. La compresión en cada etapa es adiabática, con rendimiento isoentrópico η_{sc} y el enfriamiento intermedio consigue bajar la temperatura hasta T_1, ver figura 6.7.

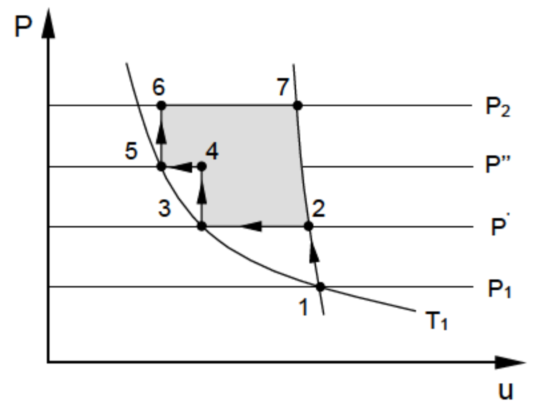


Figura 6.7

El trabajo de compresión total, suma de las tres etapas, será

$$|w_c| = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{RT_1}{\eta_{sc}} \left[\left(\frac{P'}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} + \left(\frac{P''}{P'} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} + \left(\frac{P_2}{P^n} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 3 \right]$$

donde P', P'' son las presiones a la salida de la 1ª y 2ª etapas respectivamente. Como vemos, hay un ahorro de trabajo que es proporcional al área rayada $A_{2345672}$

Queda ahora por determinar el valor de estas presiones intermedias para que el trabajo de compresión sea mínimo. Para ello derivamos la expresión anterior respecto a P' y P'' e igualamos a cero, obteniéndose que

$$\frac{P'}{P'} = \frac{P''}{P'} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{1/3} \qquad (6.14)$$

y para n etapas

$$\frac{P'}{P'} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{1/n}$$

El trabajo mínimo de compresión por el caso considerado de tres etapas será

$$\left|w_c^{min}\right| = \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{3RT}{\eta_{sc}}\left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{3\gamma}} - 1\right]$$

En el supuesto considerado y dado que el fluido es gas ideal, el calor eliminado en cada refrigerador intermedio debe ser igual al trabajo de compresión de la etapa anterior, ya que el gas recupera la temperatura inicial.

Cuanto mayor sea el número de escalonamientos menor será el trabajo de compresión, es decir, más nos aproximaremos al proceso de compresión isotermo. Naturalmente, la elección del número de etapas se basa no tanto en razonamientos termodinámicos, sino en consideraciones de tipo técnico y técnico-económico.

VI.5 COMPRESORES ALTERNATIVOS

Dentro de los compresores de desplazamiento positivo el tipo más importante es el de los compresores alternativos o de émbolo. Pertenecen también a este tipo de máquinas los motores de aire, motores de combustión interna, etc, todos ellos basados en el movimiento alternativo de símbolos en el interior de cilindros.

Los compresores rotativos, aunque mecánicamente son afines a los turbocompresores, desde el punto de vista de su fundamento son similares a los alternativos. Existen multitud de tipos, como son los compresores de engranaje, de paletas deslizantes en rotor excéntrico, de tornillo, etc.

La figura 6.8 representa el esquema de un compresor de aletas deslizantes. En el cuerpo del compresor gira el rotor colocado excéntricamente; en el cuerpo del rotor hay unas ranuras por las que se deslizan unas aletas, que por acción de la fuerza centrífuga, están siempre apretadas contra la pared interior de la carcasa.

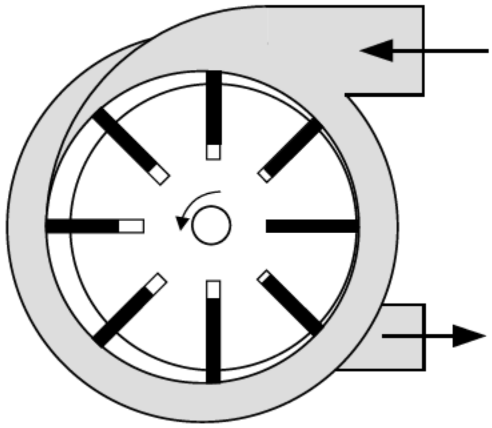


Figura 6.8

Se aspira el gas por la tubuladura de entrada. Debido a la excentricidad del rotor, el gas que está entre dos aletas se comprime, al ir reduciéndose el volumen disponible conforme gira el rodete. El gas comprimido se expulsa por la tubuladura de salida.

La figura 6.9 representa el esquema de un compresor alternativo de simple efecto, que es el tipo de compresor más sencillo que existe. Por cada revolución del eje, o doble carrera de vaivén del émbolo, se realiza el proceso completo de compresión.

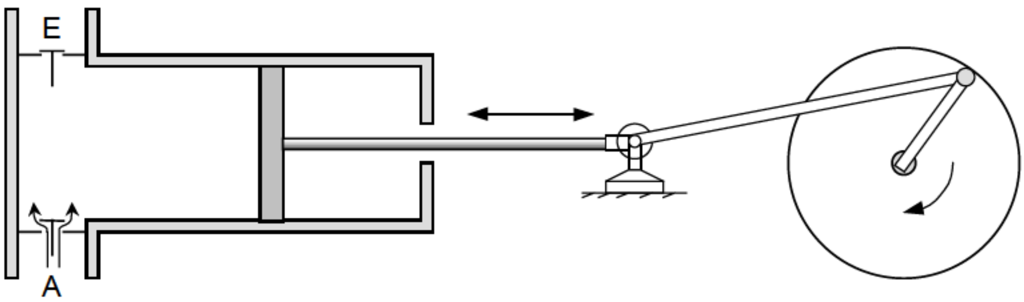


Figura 6.9

Cuando el émbolo se desplaza de izquierda a derecha se produce la aspiración del gas (válvula A abierta; E cerrada) a una presión prácticamente constante. Una vez que el émbolo llega a la posición extrema derecha (punto muerto inferior, PMI) termina la aspiración y se cierra A. A partir de ese momento el émbolo comienza a desplazarse de derecha a izquierda de modo que la presión dentro del cilindro aumenta.

Cuando esta presión alcanza un valor ligeramente superior a la del depósito de descarga se abre E y el gas comprimido sale del cilindro. Al llegar a la posición extrema izquierda (punto muerto superior, PMS) se cierra E y se abra A, el émbolo comienza

nuevamente a desplazarse hacia la derecha y se inicia así un nuevo ciclo de compresión.

En el tiempo en que tarda en realizarse un ciclo, el V.C. no puede considerarse ni mucho menos en estado estacionario, ya que varía la masa y el estado del gas contenido en su interior. Ahora bien, cada ciclo es idéntico al anterior, esto es, se reproducen exactamente las condiciones de un ciclo al siguiente. Así pues, efectuando los balances por ciclo consideraremos que el régimen es estacionario. Obviamente esto no significa que el gas que se comprime experimenta un proceso cíclico.

Un parámetro fundamental en toda máquina de desplazamiento positivo es el volumen desplazado. En las máquinas de émbolo dicho volumen se denomina **cilindrada**, V_D. Siendo d el diámetro del cilindro λ la carrera, esto es, la longitud recorrida por el émbolo entre el PMS el PMI, la cilindrada será

$$V_D = \frac{\pi d^2}{4}\lambda \tag{6.15}$$

Por otra parte, la **relación de compresión** (P_2/P_1) es el cociente entre la presión de descarga y la de aspiración.

VI.5.1. DIAGRAMA INDICADOR IDEAL.

El análisis de la compresión en los compresores alternativos se realiza utilizando los **diagramas indicadores**. Dichos diagramas muestran la variación de la presión en el cilindro con respecto al volumen variable que el gas va ocupando en cada ciclo de compresión, o lo que es lo mismo, con respecto a la carrera del émbolo.

El indicador consta esencialmente de un émbolo sujeto por una de sus caras a la presión del cilindro y por la otra a la compresión de un resorte. Este vástago del émbolo mueve por medio de una articulación una plumilla. La plumilla traza el diagrama sobre un panel fijado sobre un tambor, que se mueve en fase con el émbolo del compresor.

El diagrama indicador no debe confundirse con un diagrama termodinámico P-v. En efecto, el diagrama termodinámico representa los diferentes estados de la unidad de masa, mientras que en el diagrama indicador se representa el proceso que tiene lugar en el interior del cilindro, en el cual la masa de gas es variable.

La figura 6.10 representa el diagrama indicador de un compresor de una etapa, en el que se han hecho las simplificaciones siguientes:

- Espacio perjudicial nulo.

- Rozamiento en las paredes del cilindro nulo y estrangulamiento nulo en las válvulas de admisión y escape.

- Aspiración e impulsión del gas a presión constante.

- Proceso de compresión reversible.

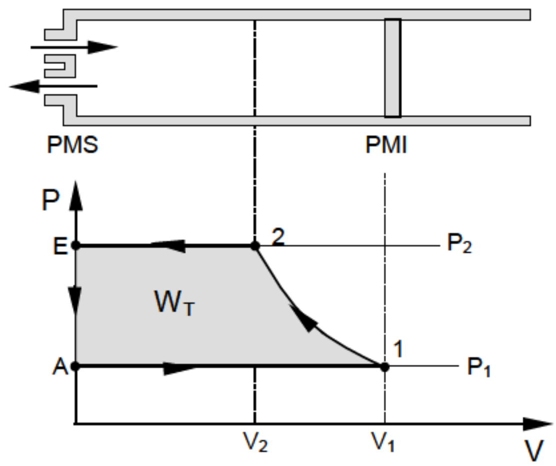


Figura 6.10

La válvula de admisión se abre en el PMS y el émbolo inicia su desplazamiento de izquierda a derecha, llenándose el cilindro con el gas, línea de aspiración A-1. Al llegar al PMI se cierra la válvula de admisión y con ambas válvulas cerradas se realiza la compresión, línea 1-2, mientras el émbolo se desplaza de derecha a izquierda.

Cuando la presión del gas alcanza el valor de la línea de descarga se abre la válvula E y tiene lugar la impulsión del gas, según la línea 2-E. Al llegar el émbolo al PMS desciende la presión al valor P_1, line E-A, y se vuelve a repetir el ciclo.

Evidentemente ni la línea A-1 ni la 2-E representan procesos termodinámicos, ya que a lo largo de ellas el gas no modifica su estado. El trabajo total que hay que suministrar al gas por cada ciclo viene representado por el área encerrada en el diagrama indicador, A_{12EA1}. En efecto

$$W_T = W_{A1} + W_{12} + W_{2E} + W_{EA}$$

Puesto que

$$W_{A1} = P_1 V_1 \qquad W_{12} = \int_{V_1}^{V_2} P dV \quad W_{2E} = P_2 V_2 \qquad W_{EA} = 0$$

se tiene

$$W_T = -\int_{P1}^{P_2} V dP = -m_a \int_{P1}^{P_2} v dP$$

siendo m_a la masa de aire aspirado, $m_a = P_1 V_1 / R_M T_1$.

VI.5.2. DIAGRAMA INDICADOR IDEAL CON ESPACIO PERJUDICIAL.

Por razones constructivas el émbolo, al desalojar el gas, no llega a tocar la cabeza del cilindro, por lo que queda siempre un volumen de gas no desalojado llamado **espacio perjudicial**, V_P. Su valor se refleja mediante el coeficiente $\alpha = V_P / V_D$ y se suele expresar en % de la cilindrada. Es habitual encontrarse porcentajes de espacio perjudicial entre 6-8 %.

La figura 6.11 representa un diagrama indicador válido para los mismos supuestos que el de la figura 6.10, pero ahora existe un espacio nocivo V_d. Al llegar a 3 (PMI) con la válvula E abierta, como dentro del cilindro queda un gas residual se produce la expansión de los gases remanentes, línea E-A..

En la carrera del émbolo de izquierda a derecha, la válvula E se cierra por la acción combinada de la presión en la línea de descarga y la acción del propio cierre de la válvula. Cuando la presión en el cilindro cae hasta P_1, que es la presión de admisión, se abre la válvula A y se produce la admisión en el compresor, línea A-1.

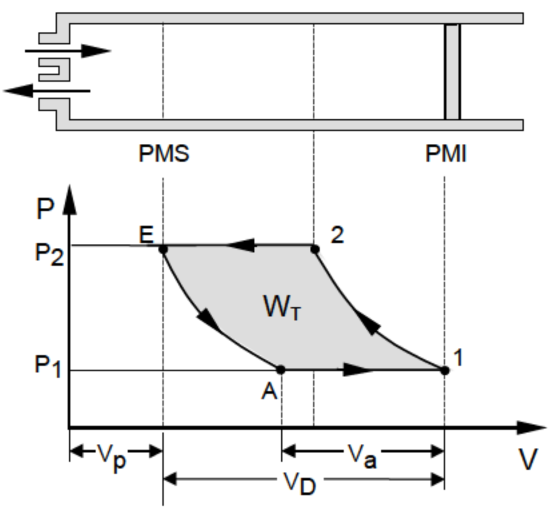


Figura 6.11

Como consecuencia del espacio perjudicial, el volumen aspirado por el compresor es V_a, evidentemente menor que el volumen desplazado V_D. Para poder valorar el caudal manejado por un compresor se define el **rendimiento volumétrico**, η_v, como la relación entre ambos volúmenes

$$\eta_V = \frac{V_a}{V_D} = \frac{V_1 - V_A}{V_D} \qquad (6.16)$$

Es fácil relacionar η_V con el coeficiente α. En efecto, suponiendo que la expansión de los gases residuales, línea E-A, es una politrópica de índice n, se tiene

$$V_A = V_E \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{1/n} = \alpha V_D \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{1/n}$$

y como

$$V_1 = V_D \ (1 + \alpha)$$

resulta

$$\eta_V = 1 - \alpha \left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{1/n} - 1 \right] \qquad (6.17)$$

Esta expresión nos pone de manifiesto que η_V disminuye al aumentar α (y por tanto el espacio perjudicial) y también conforme aumenta la relación de compresión. Existe una P_2 máxima $\left[P_2^{Max} = P_1 \left(1 + \frac{1}{\alpha}\right)^n \right]$, para la cual el rendimiento volumétrico se anula y por tanto el caudal manejado por el compresor sería cero.

En definitiva, si se quiere manejar el mismo caudal de gas la presencia del espacio perjudicial exige un mayor cilindro o un aumento del número de revoluciones. Sin embargo, suponiendo que el gas residual una vez expansionado, punto A, está en el mismo estado termodinámico que el gas de admisión, el trabajo específico de compresión no varía.

En efecto, el trabajo total por ciclo, que viene representado por el área encerrada en el diagrama indicador A_{12EAT}, es

$$W_T = W_{A1} + W_{12} + W_{2E} + W_{EA}$$

siendo

$$W_{A1} = \int_{V_A}^{V_1} P_1 dV = P_1 (V_1 - V_A) = m_a P_1 v_1$$

$$W_{12} = \int_{V_1}^{V_2} PdV = (m_a + m_r) \int_{v_1}^{v_2} Pdv$$

$$W_{2E} = \int_{v_2}^{v_E} P_2 dV = P_2 (V_E - V_2) = m_a P_2 \ v_2$$

$$W_{EA} = \int_{V_E}^{V_A} PdV = -m_r \int_{v_1}^{v_2} Pdv$$

por lo que el trabajo total resulta

$$W_T = m_a\left[\int_{v_1}^{v_2} Pdv - \left(P_2 v_2 - P_1 v_1\right)\right] = -m_a \int_{P_1}^{P_2} vdP$$

y por lo tanto, el trabajo específico efectivamente no varía.

VI.5.3. DIAGRAMA INDICADOR REAL Y POTENCIA DE ACCIONAMIENTO.

El diagrama indicador real difiere sensiblemente del diafragma PV ideal que hasta ahora hemos considerado, véase figura 6.12. La diferencia entre ambos se debe fundamentalmente al rotamiento del fluido y a la inercia y rozamiento de las válvulas.

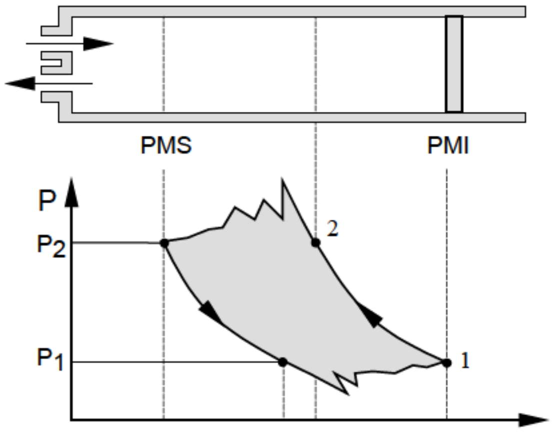


Figura 6.12

La válvula de aspiración no se abre hasta que la presión en el cilindro sea ligeramente inferior a la presión de entrada, por lo que la línea de aspiración queda por debajo de la isobara $P = P_1$. Además, al abrirse la válvula se produce una cierta vibración, lo que se refleja en las ligeras oscilaciones que se observan en el diagrama.

Por otra parte, la válvula de descarga se abre cuando la presión interior es algo superior a la de la línea de descarga. Además, en el momento de la apertura vibra, lo que se refleja en las oscilaciones de presión del diagrama. Además, el proceso de compresión 1-2 es una politrópica con índice comprendido entre 1 y γ .

Como consecuencia de todos estos fenómenos, el área del diagrama real es mayor que el del ideal. Dicha área, W_I , representa la energía entregada por el órgano transmisor de energía, el émbolo, al fluido en cada ciclo. Si A es el área del diagrama, medida con

un planímetro y Ev y Ep son las escalas de abcisas y ordenadas respectivamente, el trabajo indicado será

$$W_I = A\left(mm^2\right) x E_V \left(\frac{m^3}{mm}\right) x E_P \left(\frac{N/m^2}{mm}\right) = A(J)$$

Si n es el número de rpm y se trata de un compresor de simple efecto, la potencia indicada P_I será

$$P_I = W_I \cdot \frac{n}{60} \qquad (6.18)$$

Otra forma de expresar la potencia indicada es

$$P = \overline{p}_I \cdot \frac{\lambda n}{60} \qquad (6.19)$$

donde $\overline{p_I}$ es la presión media indicada y ℓ es la carrera.

Siendo η_m el rendimiento mecánico, debido a las pérdidas en los cojinetes y prensaestopas, la potencia de accionamiento o potencia en el eje del compresor será

$$P_a = \frac{P_I}{\eta_m} \qquad (6.20)$$

Vamos a ver otra forma de expresar P_a partiendo del trabajo específico de compresión para el proceso ideal que veíamos en VI.4. Siendo η_{Tc} el rendimiento isotermo (η_{sc} para un compresor adiabático) el trabajo específico en la compresión real es

$$\frac{|w_c|}{\eta_{Tc}} = \frac{g_2 - g_1}{\eta_{Tc}}$$

El caudal aspirado por cada ciclo es

$$V_a = \eta_v V_D = \eta_v \frac{\pi d^2}{4} l$$

De hecho el rendimiento volumétrico habrá que corregirlo para tener en cuenta que, como consecuencia del calentamiento del cilindro debido a los gases residuales, el gas aspirado llena el compresor a una temperatura $T_1' > T_1$ y por consiguiente su densidad y la masa de llenado serán menores. Por tanto, el rendimiento volumétrico que utilizaremos η_{VC} será

$$\eta_{vc} = \frac{\rho'_a V_a}{\rho_a V_D} = \frac{V_a}{V_D} \frac{T_A}{T_I'} < \eta_v$$

El caudal de gas aspirado por cada segundo, siendo n el número de rpm será

$$\eta_{vc} \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot \lambda \cdot n \cdot 60 \cdot K$$

donde K = 1 para compresor de simple efecto y K = 2 para el de doble efecto. Por consiguiente, el gasto de gas aspirado será

$$\dot{m}_a = \eta_{vc} \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot \lambda \cdot n \cdot 60 \cdot K \cdot \frac{P_I}{Z_I R T_I}, \qquad (6.21)$$

Se obtiene finalmente que la potencia de accionamiento es

$$P_a = \dot{m}_a \frac{1}{\eta_{Tc} \cdot \eta_m} \left| W_c \right| \qquad (6.22)$$

VI.6 TURBOCOMPRESORES.

Como hemos dicho en VI.3 en los turbocompresores el gas recibe trabajo de un órgano dotado de movimiento de rotación denominado rodete. En general, su campo de aplicación es el de grandes caudales a presiones moderadas, mientras que el de los alternativos es el de caudales moderados con elevadas relaciones de compresión.

La relación de compresión requerida no siempre puede lograrse con un solo rodete, siendo entonces necesario disponer en serie varios escalonamiento. En cada uno de ellos se va incrementando la presión hasta alcanzar el valor final, dando así origen a un compresor de varios escalonamientos.

Cada escalonamiento consta de una corona móvil seguida de una fija. Al pasar el flujo a través de los álabes del rodete aumenta la velocidad del gas de forma que el trabajo mecánico del eje se transforma en energía cinética. A continuación, el flujo entra en los álabes del estator (difusores), donde tiene lugar una transformación de energía cinética en energía de presión. Generalmente hay también compresión en el rodete, de forma que los perfiles de sus álabes se diseñan para que simultáneamente actúen como difusores.

Presentan importantes ventajas respecto a los alternativos. Así, son de construcción más compacta (mayor potencia específica), de elevada seguridad de funcionamiento al carecer de válvulas y del mecanismo biclo-manivela, requieren escasas cimentaciones al ser de poca importancia las vibraciones, no se presentan pulsaciones en la impulsión

y además, desaparece el posible problema de la contaminación del gas por el aceite de lubricación.

Aunque pueden ser no refrigerados generalmente son refrigerados. La refrigeración es alguna vez interna, pero más frecuentemente externa. En el primer caso se provee al estator de una camisa dividida en un cierto número de compartimentos estancos, por los que circula el agua de refrigeración. En la refrigeración externa, a la salida de uno o un grupo de escalonamientos, el gas pasa por un intercambiador-refrigerador para a continuación entrar en el segundo grupo de escalonamientos y así sucesivamente.

Según la dirección del flujo en el rodete se dividen en dos grandes grupos: radiales y axiales. En los **turbocompresores radiales** el fluido se mueve en el rodete esencialmente en un plano transversal al eje de la máquina, siendo el desplazamiento centrifugo.

En el caso de varios escalonamientos, el compresor consta de: dispositivo de admisión de donde el gas pasa al primer escalonamiento; rodete del primer escalonamiento; difusor; canal de reversión de flujo, que dirige el flujo hacia el rodete siguiente del segundo escalonamiento y así sucesivamente, ver figura 6.13.

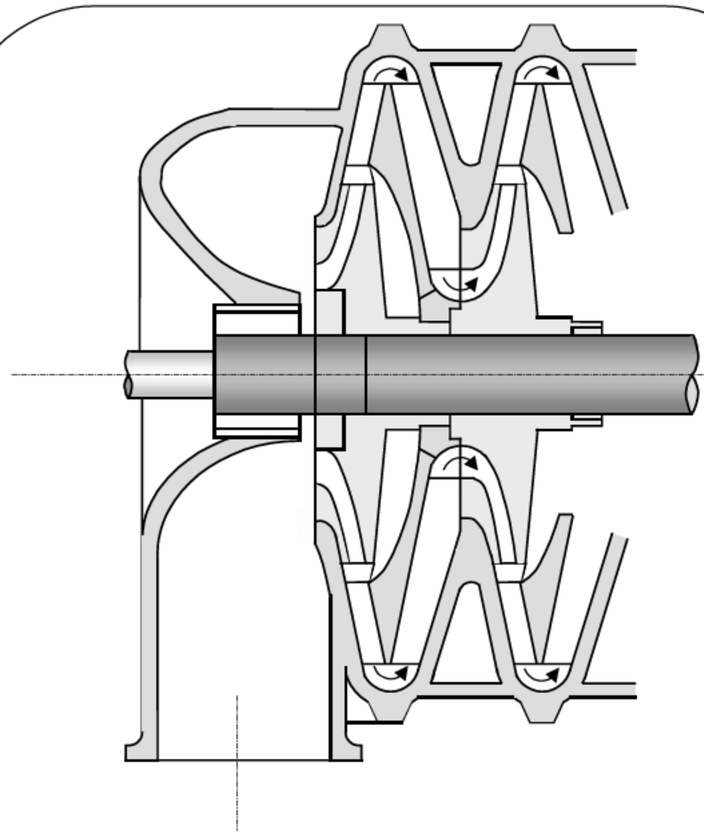


Figura 6.13

El rodete es el órgano más importante del compresor. Se construye según uno de los cuatro tipos siguientes: abierto (a), cuando los álabes se fijan al cubo del rodete; semiabiertos (b), si los álabes se fijan a un solo disco; de doble aspiración (c), y de

rodete cerrado (d), cuando los álabes se fijan entre la cara de aspiración y la posterior (2), ver figura 6.14.

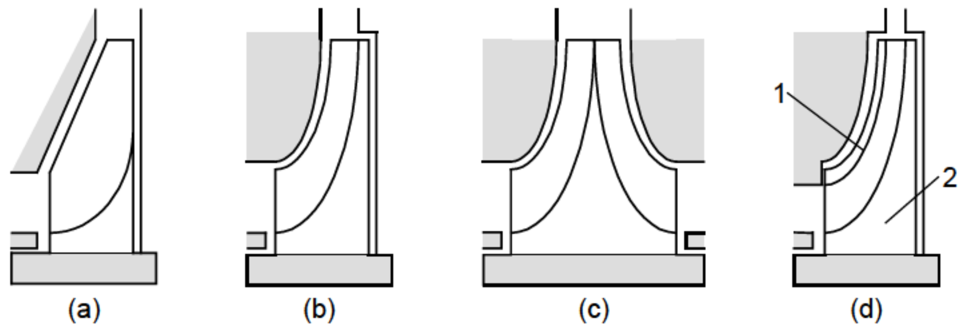


Figura 6.14

En los **turbocompresores axiales** el fluido se mueve en el rodete en cilindros concéntricos con el eje de la máquina, siendo el desplazamiento radial nulo. Son por lo tanto máquinas rotativas, pero no centrífugas ni centrípetas.

VI.6.1. PÉRDIDAS INTERNAS Y RENDIMIENTO INTERNO DE UN ESCALONAMIENTO.

Como hemos dicho anteriormente cada escalonamiento de un compresor consta de una corona móvil seguida de una corona fija. En la figura 6.15 se representa el corte meridional y el desarrollo cilíndrico de un escalonamiento de compresor axial.

En esta figura el punto 1 representa la entrada en el escalonamiento y por consiguiente la entrada es la corona móvil; el punto 2 es la salida de la corona móvil y entrada en la corona fija y el punto 3 es la salida de la corona fija y por consiguiente la salida del escalonamiento.

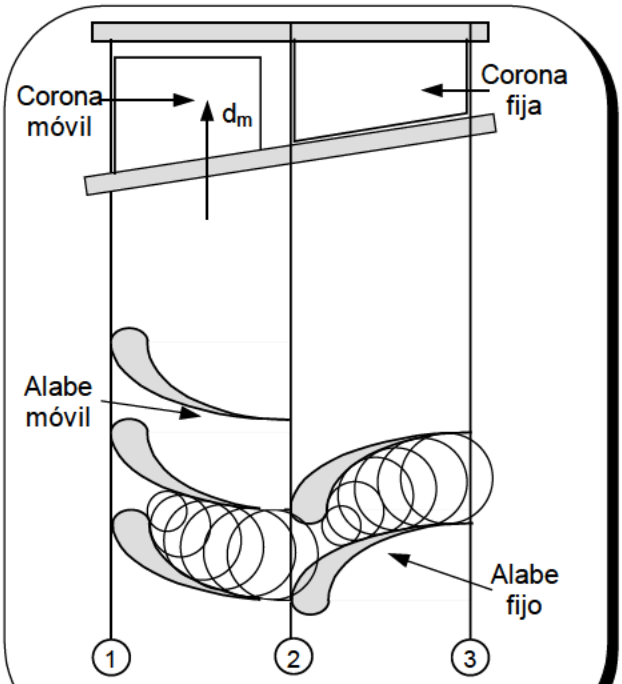


Figura 6.15

La figura 6.16 representa el proceso de compresión real y el correspondiente proceso de compresión ideal en el escalonamiento considerado. En ella, los puntos 2s y 3s representan las salidas ideales (isoentrópicas) de la corona móvil y fija respectivamente y P_1, P_2, P_3 son la presión inicial del escalonamiento, final de la corona móvil y final del escalonamiento.

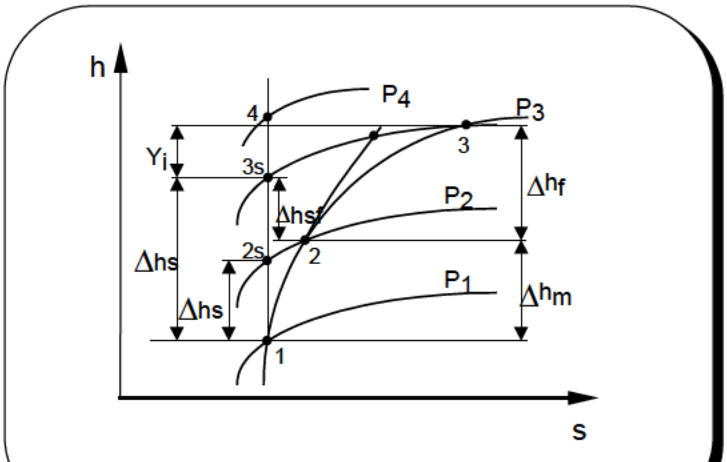


Figura 6.16

Considerando $\Delta\ v^2/2\ = 0$, ya que efectivamente la energía cinética antes y después de cada escalonamiento es aproximadamente la misma, se tiene que el trabajo cedido al fluido es

$$|\, w_a \,| \ = \ h_3 \ - \ h_1 \ = \ (\, h_3 \ - \ h_2 \,) \ + \ (\, h_2 \ - \ h_i \,)$$

donde $h_3 - h_2 = \Delta h_f$ es el salto entálpico en la corona fija y $h_2 - h_1 = \Delta h_m$ es la corona móvil.

Si la compresión fuera ideal, el trabajo específico de compresión sería

$$|w_s| = h_{3s} - h_1$$

Las irreversibilidades del escalonamiento dan lugar a la consiguiente producción de entropía y al hecho de que el estado a la salida del escalonamiento sea el 3 en lugar del 3s. Estas irreversibilidades son las denominadas **pérdidas internas**, entre las que se incluyen:

- Pérdidas por fricción, choques y remolinos en los álabes móviles.

- Pérdidas por fricción y remolinos en los álabes fijos y en los demás elementos fijos del compresor.

- Pérdidas por rozamiento de disco, es decir, pérdidas debidas al movimiento desordenado del fluido por las caras externas del rodete.

Estas pérdidas se denominan internas, ya que se trata de rozamientos que degradan la energía mecánica en energía interna que se adiciona al fluido, con el consiguiente aumento de su temperatura. Por el contrario, las llamadas pérdidas mecánicas originan calor que se cede generalmente al exterior.

Se define el **rendimiento interno** del escalonamiento de la manera siguiente

$$\eta_{ie} = \frac{h_{3s} - h_1}{h_3 - h_1} \tag{6.23}$$

siendo las pérdidas internas

$$Y_i = h_3 - h_{3s} \tag{6.24}$$

Evidentemente, si el proceso de compresión hubiera sido isoentrópico la presión final hubiera sido mayor (el estado final sería el 4 y la presión P_4), por lo que las pérdidas internas provocan una disminución de presión.

Por último diremos que los escalonamiento son finalmente de reacción, es decir, que tanto los álabes de la corona fija como de la móvil actúan como difusores. Se llama **grado de reacción** del escalonamiento σ a la relación siguiente

$$\sigma = \frac{h_{2s} - h_1}{h_{3s} - h_1} \tag{6.25}$$

VI.6.2. RENDIMIENTO INTERNO DEL COMPRESOR. FACTOR DE RECALENTAMIENTO.

Sea un compresor de tres escalonamientos cuyo proceso de compresión se representa en el diagrama h-s de la figura 6.17. Los números 1 y 3 representan la entrada y salida de cada escalonamiento, mientras que los subíndices I, II y III corresponden a los escalonamientos 1º, 2º y 3º respectivamente.

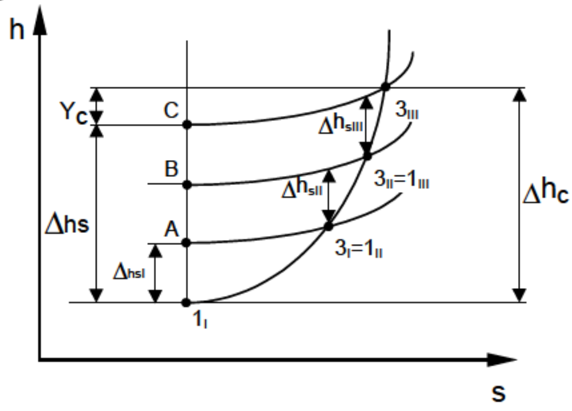


Figura 6.17

Debido a las irreversibilidades en la compresión, el estado a la salida del compresor es el 3_{III} en lugar de C, siendo y_c las pérdidas internas en el total del compresor. Definimos el **rendimiento interno del compresor**, η_{ic}, según la expresión

$$\eta_{ic} = \frac{\Delta h_{sc}}{\Delta h_c} \qquad (6.26)$$

donde $\Delta h_c = h_{3III} - h_{1I}$ es el salto entálpico total en el compresor.

Vamos a comparar el rendimiento definido η_{ic} con el rendimiento inerno de cada escalonamiento. Para facilitar este análisis suponemos que η_{ie} es el mismo en cada una de las tres etapas. En este caso se tiene

$$\eta_{ie} = \frac{\Delta h_{sI}}{\Delta h_I} = \frac{\Delta h_{sII}}{\Delta h_{II}} = \frac{\Delta h_{sIII}}{\Delta h_{III}} = \frac{\sum \Delta h_s}{\Delta h_c}$$

Observando la figura 6.17 y debido a que loa isóbaras divergen, se aprecia que

$$\Delta h_{sII} > \overline{AB}$$

$$\Delta h_{sIII} > \overline{BC}$$

y por consiguiente

$$\Delta h_{sI}+\Delta h_{sII}+\Delta h_{sIII} > \overline{1A}+\overline{AB}+\overline{BC}=\Delta h_{sc}$$

Introduciendo una cantidad Δh_r que es intrínsecamente positiva, podemos escribir

$$\sum \Delta h_s = \Delta h_{sc} + \Delta h_r$$

Volviendo nuevamente a la expresión del rendimiento interno del escalonamiento, tenemos

$$\eta_{ie} = \frac{\sum \Delta h_s}{\Delta h_c} = \frac{\Delta h_{sc} + \Delta h_r}{\Delta h_c} = \frac{\Delta h_{sc}}{\Delta h_c}\left(1+\frac{\Delta h_r}{\Delta h_{sc}}\right) = R \cdot \eta_{ic}$$

donde

$$R = 1 + \frac{\Delta h_r}{\Delta h_{sc}} > 1 \qquad (6.27)$$

es el denominado **factor de recalentamiento**, que como vemos es por definición mayor que la unidad. En definitiva

$$\eta_{ic} = \frac{\eta_{ie}}{R} < \eta_{ie} \qquad (6.28)$$

es decir, el rendimiento interno del compresor es menor que el rendimiento interno de cada escalonamiento. A medida que aumenta el número de escalonamientos el rendimiento interno del compresor disminuye, por lo que resulta difícil la construcción de un compresor con una debida relación de compresión y un buen rendimiento.

De igual forma que veíamos en el estudio de los compresores alternativos, la potencia interna se obtendrá multiplicando el trabajo interno específico por el gasto $\dot{m}_a$. Dicho gasto es el producto de la densidad del gas en la aspiración por el caudal útil. A su vez, para obtener el caudal útil es necesario conocer, además del caudal teórico $\dot{V}_t$, el rendimiento volumétrico η_V.

En un turbocompresor debe existir una cierta holgura entre el rodete y el estator. Debido a ello, una parte del caudal bombeado por el rodete no es suministrado como caudal útil por el compresor; ya que a consecuencia de esa holgura parte del caudal retrocede, perdiendo presión por estrangulamiento en la holgura misma, para volver a ser comprimido de nuevo. Además, una pequeña parte del caudal comprimido escapa por las holguras de la máquina al exterior (pérdidas externas).

En definitiva, el gasto útil será

$$\dot{m}_u = \rho_a \eta_v V_t$$

y la potencia interna

$$P_i = \dot{m}_a \cdot \frac{|w_{es}|}{\eta_{ic}}$$

La potencia de accionamiento o potencia en el eje se obtendrá teniendo en cuenta el rendimiento mecánico η_m. En definitiva

$$P_a = \dot{m}_a \cdot \frac{\Delta h_{sc}}{\eta_{ic} \cdot \eta_m} = \dot{m}_a \frac{\Delta h_{sc}}{\eta_t} \qquad (6.29)$$

siendo $\eta_t = \eta_{cc} \cdot \eta_m$ el denominado **rendimiento total**.

VI.6.3. CURVAS CARACTERÍSTICAS DE LOS TURBOCOMPRESORES.

Los turbocompresores se diseñan de manera que, para un cierto caudal volumétrico de aspiración, una cierta relación de compresión y un cierto número de revoluciones, el compresor funcione con rendimiento óptimo. Se dice que en esas condiciones el compresor funciona en el **punto nominal**.

No obstante, a un compresor en servicio se le exige trabajar con un caudal y una relación de compresión que son en muchas ocasiones diferentes a las del punto nominal. Es necesario por tanto conocer el comportamiento del compresor en distintas condiciones de servicio, lo que se denomina su **campo característico**.

El campo característico de un compresor se determina experimentalmente en un banco de pruebas dotado de la instrumentación adecuada. En la figura 6.18 se representa el campo característico de un compresor obtenido como resultado de un ensayo completo.

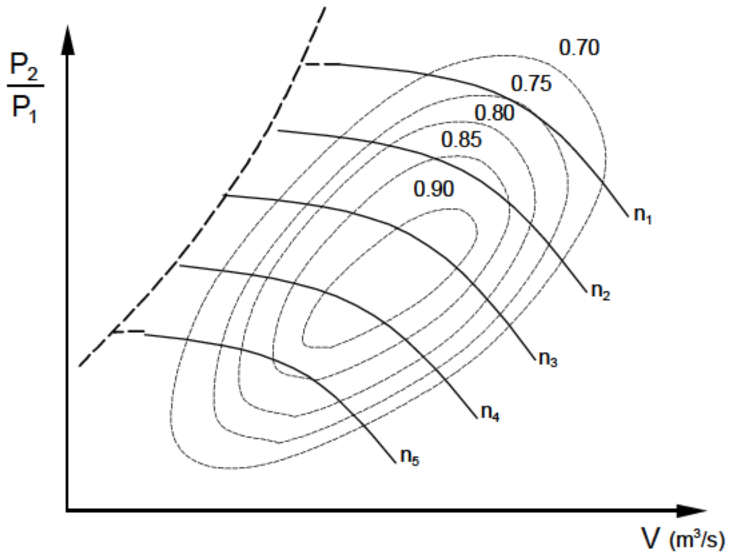


Figura 6.18

En el eje de ordenadas se representa la relación de compresión y en el de abscisas el caudal. Las líneas de trazo constante representan número de revoluciones constante, mientras que las construidas con punto y raya son las de rendimiento constante.

El turbocompresor axial tiene mejor rendimiento que el radial, aunque es más sensible a la variación de carga, es decir, su rendimiento disminuye más rápidamente al alejarse del punto nominal.

En la figura se observa una línea de trazo discontinuo, denominado **curva límite de bombeo**. Para un determinado número de revoluciones, conforme disminuye el caudal aumenta la relación de compresión. Pero esto se produce hasta un valor límite, que es el correspondiente a la curva de bombeo, siendo ese valor distinto para cada número de revoluciones.

Al disminuir el caudal por debajo de dicho valor límite, ocurriría que la difusión, que es inherente al proceso de compresión sería excesiva; la corriente fluida se desprendería de las paredes del compresor y se originaría un retroceso de la misma, acompañado de ruido y vibraciones. En estas condiciones el compartimiento del compresor es fuertemente inestable, pudiéndose originar importantes daños en la máquina, por lo que es una situación que debe siempre evitarse.

VI.7 BIBLIOGRAFÍA

1. R.C. Mataix, Termodinámica Técnica y Máquinas Térmicas, Ed. ICAI, 1978.

2. M. Muñoz Torralbo, F. Payri, Turbomáquinas Térmicas, ETS II. Madrid, 1983.

3. J.L. Gutierrez de Rozas, Ingeniería Térmica Ia II, EUIT II San Sebastián, 1996.

4. H.P. Bloch, Compressors and expanders, Marcel Dekker, 1982.

5. W. J. Mead, The Encyclopedia of Chemical Process Equipment, Reinhold Publ, 1964

6. P. Chambadal, Les compresseurs, Dunod, 1964.

7. S.L Dixon Fluid Mechanics, Thermodynamics of Turbomachinery, Pergamon Press, 1975.

LECCIÓN VII. TURBINAS DE VAPOR

VII.1 INTRODUCCIÓN.

Las turbinas de vapor (TV) son máquinas térmicas motoras en las que tiene lugar la transformación de la energía térmica del vapor en energía mecánica de rotación de un eje. Sus aplicaciones comprenden desde las centrales eléctricas hasta los sistemas industriales de vapor y en un rango de potencias que abarca desde unos pocos kW hasta cientos de MW.

Si bien la máquina alternativa de vapor fue el primer motor térmico utilizado, gracias al cual fue posible la llamada Revolución Industrial, desde principio de siglo ha sido sustituido para la producción de electricidad por las turbinas de vapor. Se puede decir que desde comienzos de siglo y hasta finales de los años sesenta, con la interrupción de la II Guerra Mundial, fue aumentando progresivamente la potencia de las turbinas, así como la presión y temperatura del vapor de admisión. Sin embargo, desde los años setenta hasta la actualidad, ha habido una mayor preocupación por mejorar la eficiencia, así como la fiabilidad de estas máquinas.

Durante la pasada década, prácticamente cada uno de los componentes de la turbina ha sido estudiado de una manera exhaustiva, con el fin de mejorar su diseño y lograr así una mayor eficiencia. Todos los progresos que se han producido en áreas tales como Ciencia de los Materiales, Aerodinámica, Tecnologías de Diagnóstico y Monitorización, Protección y Regulación, etc., han sido aplicados a los nuevos diseños.

Dentro de estos avances tecnológicos es de destacar el Diseño Asistido por Ordenador, particularmente de los álabes, así como la aplicación de control electrónico, generalmente acoplado a microprocesadores o controladores lógicos programables, todo lo cual ha contribuido a mejorar el rendimiento de las turbinas de una manera sustancial.

Dentro de las industrias, hay numerosas circunstancias que favorecen el uso de TV. Así, para el accionamiento de máquinas tales como compresores centrífugos, soplantes de aire de combustión, etc., que requieren un control de la velocidad de accionamiento, o también, para máquinas con velocidades de rotación altas. Asimismo, para potencias muy altas, ya que como sabemos, en un motor eléctrico la potencia de arranque es del orden de seis veces la requerida en condiciones normales.

Además de estas aplicaciones características, en los años sesenta surgieron nuevas aplicaciones de estas máquinas térmicas, en centrales nucleares y geotérmicas. Ciclos de vapor avanzados que se ensayaron en USA en los años cincuenta y que posteriormente se abandonaron, están recibiendo un renovado interés. Además, se continúa investigando en el ciclo de vapor supercrítico.

A lo largo de esta lección, nos referiremos a los aspectos termodinámicos. El objetivo fundamental que se persigue es explicar cómo funciona una turbina de vapor, para lo cual hay que comprender cómo la energía térmica del vapor se convierte en trabajo mecánico, a través de la expansión en una tobera y el impacto y/o la reacción en un álabe y después, cómo ese trabajo mecánico de un conjunto de álabes unido a una rueda se transforma en energía de rotación en un eje. Esas transformaciones se producen con unas irreversibilidades que originan un rendimiento.

VII.2 CLASIFICACIÓN DE LAS TURBINAS DE VAPOR.

Las turbinas de vapor pueden clasificarse atendiendo a distintos criterios. En el cuadro que se presenta a continuación se muestran los criterios de clasificación más usuales. Fundamentalmente, los diferentes tipos de turbinas se diferencian en los álabes, es decir, en cómo el vapor realiza el trabajo (si es por impulso o por reacción) y también por el movimiento del vapor, si éste se mueve a lo largo de la máquina axial o radialmente.

Es característico de las máquinas axiales que las velocidades de circulación del fluido, tanto en el estator como en el rotor, carecen de componentes radiales. Al ser las velocidades radiales nulas , los radios medios de las secciones de entrada y salida serán iguales y por consiguiente, las periféricas correspondientes también lo son. En esta lección vamos a referirnos a las turbinas axiales que son las que indudablemente tienen mayor interés.

Clasificación de las turbinas de vapor	
Tipo de toberas y álabes	Acción Reacción
Movimiento del vapor	Axial Radial
Numero de etapas	
Condiciones de la descarga	Condensación Contrapresión Extracción Inducción
Tipo de servicio	General Aplicaciones críticas

VII.3 ETAPAS DE LA TURBINA DE VAPOR.

De forma similar a lo que decíamos en la lección anterior al estudiar los turbocompresores, el aprovechamiento de la energía del vapor rara vez se logra con una sola corona móvil, de forma que las turbinas de vapor son generalmente máquinas de varias etapas o escalonamientos.

Una etapa o escalonamiento de una turbina consta de una corona fija, seguida de otra móvil. En la figura 7.1(a) se representa un corte meridional de un escalonamiento, correspondiendo el punto 0 a la entrada en el mismo, el 1 a la salida de la corona fija y entrada en la móvil y el punto 2 a salida de la corona móvil y del escalonamiento.

Por su parte, la figura 7.1 (b) se obtiene seccionando el escalonamiento por el cilindro c-c, coaxial con el eje de la máquina y desarrollando dicho cilindro. En el plano del desarrollo se aprecia la forma aerodinámica de los álabes, con perfil de ala de aviación.

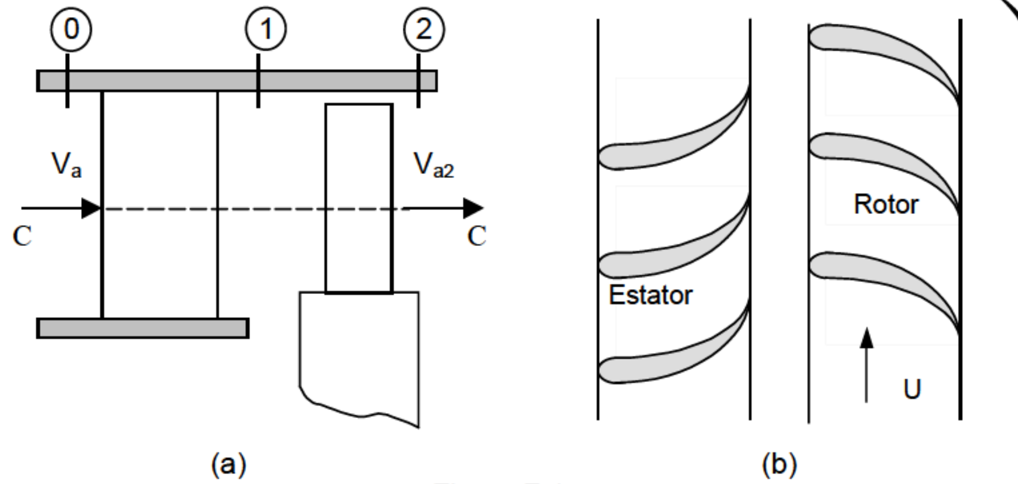


Figura 7.1

Se dice que la etapa (o el escalonamiento) de una turbina es de **acción** cuando la expansión del fluido se realiza únicamente en la corona fija (toberas). Dentro de las etapas de acción se presentan dos casos que difieren poco entre sí: escalonamientos de acción con presión constante en el rotor y escalonamientos de acción con entalpía constante en el rotor. Por el contrario, se dice que un escalonamiento es de **reacción** cuando una parte de la expansión tiene lugar en la corona fija (estátor) y la otra en el móvil (rotor).

Vamos a continuación a estudiar los diferentes tipos de escalonamiento en turbinas axiales, que son las que presentan un mayor interés. Por lo que respecta a las turbinas radiales son generalmente centrípetas , aunque existe también algún caso de centrífuga. Su utilización es muy reducida, empleándose por ejemplo en los pequeños grupos de sobrealimentación de motores.

VII.3.1 ETAPA DE ACCIÓN CON PRESIÓN CONSTANTE EN EL ROTOR.

En la figura 7.2 se representa un escalonamiento de este tipo, dibujándose los perfiles típicos de los álabes del estator y rotor.

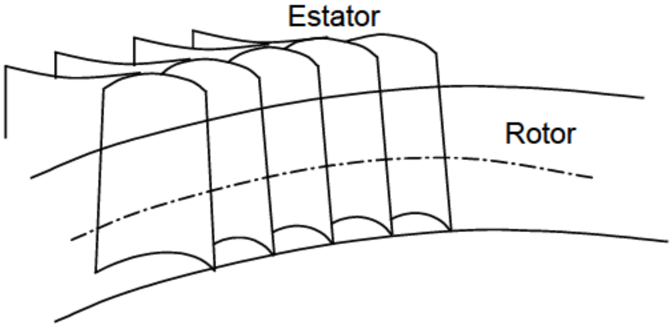


Figura 7.2

Las variaciones de presión, velocidad absoluta y entalpía en el estator y rotor se representan en la figura 7.3 (a).

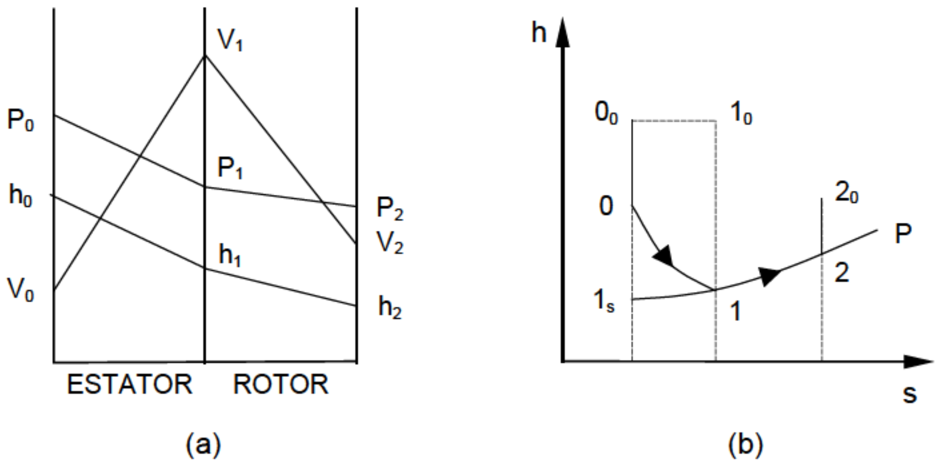


Figura 7.3

Así pues, las condiciones de la evolución son:

Estator	V1 >> V0	Expansión en el estator(velocidad absoluta del vapor)
Rotor	P1 = P2	Presión constante en el rotor.
	h1 ≥h2	El aumento de la entalpía es debido a la fricción.

En el diagrama h-s representamos la evolución del fluido desde la entrada a la salida del escalonamiento. El punto 00 corresponde al estado de remanso a la de entrada del escalonamiento y 10 y 20 son los estados de remanso a la entrada y salida del rotor.

En el estator el fluido se expansiona, incrementándose la energía cinética y disminuyendo la entalpía, de acuerdo con la ecuación siguiente

$$h_0 + \frac{V_0^2}{2} = h_1 + \frac{V_1^2}{2} \qquad (7.1)$$

es decir

$$h_{00} = h_{10}$$

Por otra parte, en el rotor, el trabajo especifico w_u cedido por el vapor al eje de la máquina será

$$w_u = \frac{V_1^2 - V_2^2}{2} + h_1 - h_2 \qquad (7.2)$$

Un parámetro de gran interés es el denominado **grado de reacción** del escalonamiento, que se define según la relación siguiente

$$R = \frac{h_1 - h_2}{\left(h_0 + \frac{V_0^2}{2}\right) - \left(h_2 + \frac{V_2^2}{2}\right)} = \frac{h_1 - h_2}{h_{00} - h_{20}} \qquad (7.3)$$

es decir

$$R = \frac{h_1 - h_2}{h_{00} - h_{20}} = \frac{h_1 - h_2}{w_u} \qquad (7.4)$$

Cuando las velocidades de entrada y salida son prácticamente iguales (V_0=V_2), como ocurre en éste y en otros tipos de escalonamientos, entonces el grado de reacción es

$$R = \frac{h_1 - h_2}{h_0 - h_2} \qquad (7.5)$$

es decir, es la disminución de la entalpía en el rotor respecto a la disminución de la entalpía en el escalonamiento (rotor y estator). Evidentemente, para este tipo de escalonamiento, R>0, es decir, el grado de reacción es ligeramente negativo.

Otro parámetro de gran importancia es el denominado **rendimiento periférico del escalonamiento**, que se define como la relación entre el trabajo obtenido en la periferia del escalonamiento, con respecto a la energía puesta a disposición del mismo.

En el tipo de etapa que estamos ahora considerando, la energía cinética de salida se pierde cuando la máquina es de rodete único, o también, cuando existe a continuación otro escalonamiento, pues es necesario establecer una fuerte separación entre el rotor y el estator siguiente. En definitiva, el rendimiento periférico se definirá de la forma siguiente

$$\eta_u = \frac{W_u}{\Delta h_s} = \frac{W_u}{h_{00} - h_{1s}} = \frac{W_u}{\dfrac{V_{1s}^2}{2}} \qquad (7.6)$$

donde V_{1s} es la velocidad de salida del estator si el flujo fuera isoentrópico y $V_{1s}^2/2$ es la energía cenética específica correspondiente.

VII.3.2 ETAPA DE ACCIÓN CON ENTALPÍA CONSTANTE EN EL ROTOR.

Este tipo de escalonamiento difiere muy poco del anterior. No obstante, presenta en el rotor una ligera caída de presión tal que, el incremento de energía cinética que se produciría por este motivo se pierde por rozamiento, manteniéndose constante la velocidad relativa y por tanto, la entalpía. Como consecuencia de esa caída de presión se produce una mayor estabilidad en el flujo, por lo que es preferible este tipo de escalonamiento, a no ser que por tratarse de una etapa de regulación deba trabajar frecuentemente en admisión parcial, en cuyo caso es preferible que se mantenga constante la presión en el rotor.

En la fig. 7.4 se presentan las variaciones de presión, y velocidad absoluta, así como la entalpía en el rotor y estator del escalonamiento.

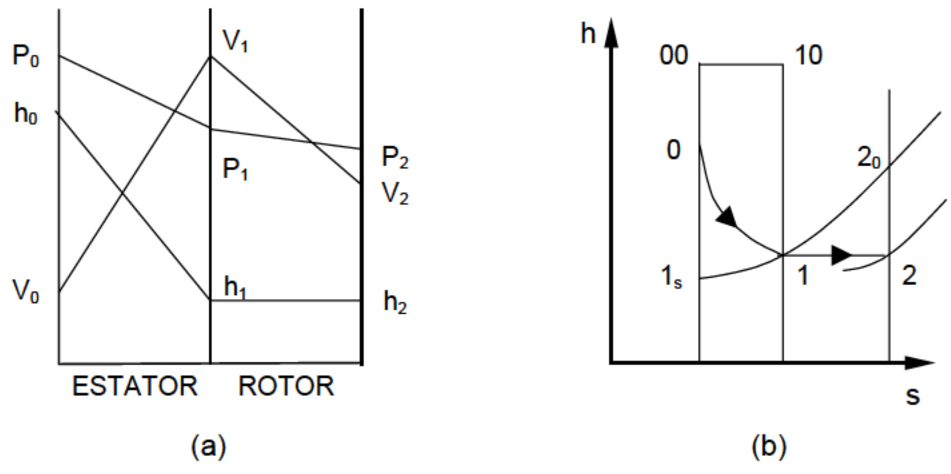


Figura 7.4

Las condiciones de la evolución del vapor son, por tanto, las siguientes:

Estator	$V_1 >> V_0$	Expansión en el estator
Rotor	$h_1 = h_2$	Entalpía constante en el rotor
	$P_1 > P_2$	Cae ligeramente la presión.

En la fig. 7.4 (b) se muestra el diagrama h-s de este tipo de escalonamiento, representándose en el mismo los diferentes estados del fluido. De acuerdo con la definición, se tiene evidentemente que

$$R = \frac{h_1 - h_2}{h_{10} - h_{20}} = 0$$

VII.3.3 ETAPA DE REACCIÓN.

En un escalonamiento de reacción parte de la expansión tiene lugar en la corona fija (estátor) y la otra en la móvil (rotor). En la fig. 7.5 se representa la sección a la altura media del álabe de un escalonamiento de reacción.

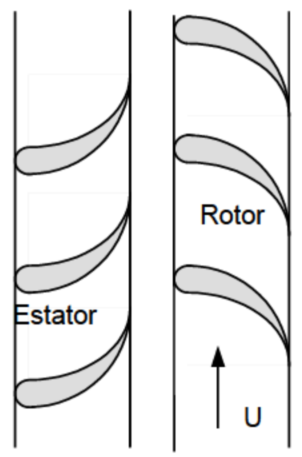


Figura 7.5

Las variaciones de presión, velocidad absoluta, así como de entalpía en las coronas fijas y móvil se representan en la figura 7.6.

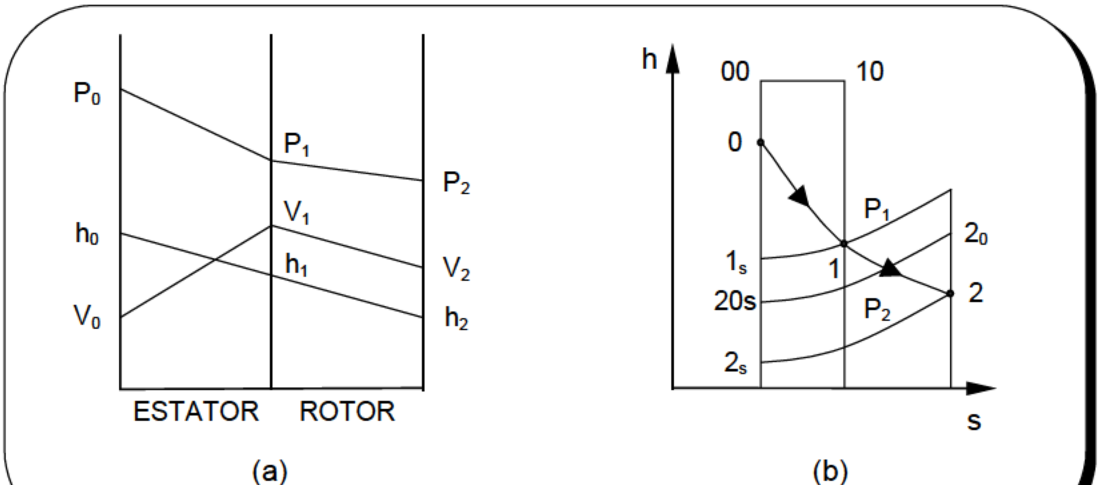


Figura 7.6

Las condiciones de la evolución son, por tanto, las siguientes

Estator	$V_1 >> V_0$	Expansión en el estator
Rotor	$h_1>>h_2$	Disminución de la entalpía en el rotor debido a la expansión.
	$P_1>>P_2$	Disminución de la presión en el rotor debido a la expansión.

En el diagrama h-s de la figura 7.6(b) representamos la evolución del vapor en un escalonamiento de reacción.

El diseño con álabes de igual perfil en las coronas fija y móvil conduce a un grado de reacción R=0,5. Es el diseño más utilizado y en él, el salto entálpico se reparte por igual entre la corona fija y la móvil. Para ese grado de reacción, los perfiles del rotor y estator son iguales.

VII.4 TURBINA MÚLTIPLE O DE VARIAS ETAPAS.

Los saltos entálpicos disponibles en los modernos generadores de vapor son muy grandes. Así, para un vapor generado a P=100 bar y T= 770K, si la presión de condensación fuera P=0,04 bar, el salto entálpico disponible sería de Δh_s=1387 kJ/kg. Ello implica una velocidad del vapor de $V_s = \sqrt{2\Delta h_s} = 1665 m/s$.

Ahora bien, como ya se estudiará en la asignatura de Motores Térmicos, el rendimiento periférico máximo de cada etapa se consigue para una determinada relación entre la velocidad del vapor a la entrada de la etapa y la velocidad periférica (velocidad angular por el radio). Esta relación es diferente según que la etapa sea de acción o reacción, pero en cualquier caso cuanto mayor sea la velocidad del vapor mayor debe ser la velocidad periférica.

Según como se dispongan los escalonamientos, se clasifican en dos tipos: de presión y de velocidad. En los llamados **escalonamientos de presión**, el salto entálpico total disponible se divide en partes aproximadamente iguales para cada escalonamiento. El mismo flujo pasa sucesivamente por una corona fija y una móvil, una fija y una móvil y así, sucesivamente. Los escalonamientos de presión pueden ser de acción o de reacción.

En los **escalonamientos de velocidad** el vapor se expansiona exclusivamente en la primera corona fija constituida por toberas o distribuidores. La elevada velocidad alcanzada, en lugar de ser absorbida de una sola vez en un único rodete, con lo que se alcanzarían velocidades periféricas prohibitivas, se recoge gradualmente en varias coronas sucesivas.

Los escalonamientos de velocidad fueron ideados por el ingeniero americano Curtis, por lo que también se les denomina **escalonamientos Curtis**. El número de escalonamientos de velocidad es teóricamente ilimitado, pero en la actualidad el número que se utiliza en la mayor parte de los diseños es el de dos, por lo que nos referimos a él.

En la Fig. 7.7 se representan las variaciones de presión, velocidad absoluta, y entalpía en el estator y rotor para un doble escalonamiento Curtis. Entre las dos etapas hay una corona de álabes fijos cuya misión es redirigir el flujo

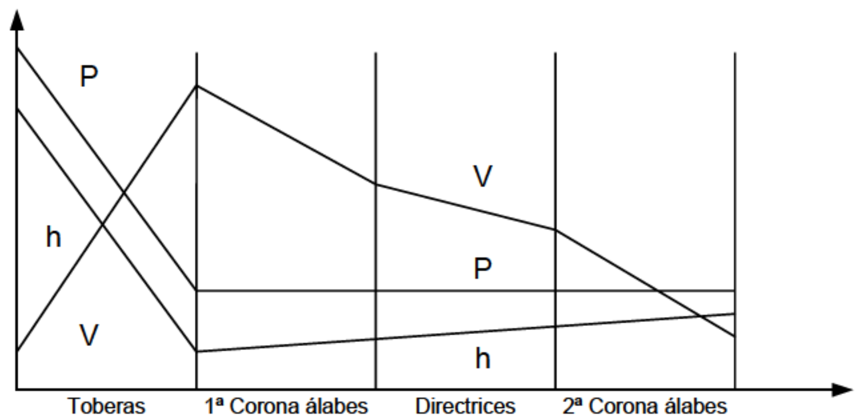


Figura 7.7

Los escalonamientos de velocidad son siempre de acción, de forma que en sus coronas móviles no se produce expansión alguna. Si comparásemos una turbina con dos escalonamientos de acción de presión, con otra con dos escalonamientos de acción de velocidad, vemos que las dos turbinas son de acción y las dos constan de dos coronas fijas y dos móviles; pero en la turbina Curtis, solo la primera corona fija está constituida por toberas. La otra corona es inversora, siendo su misión únicamente la de recoger el flujo a la salida de la primera corona móvil para invertirlo y conducirlo a la corona móvil siguiente, sin que se produzca ninguna expansión.

Vamos finalmente a efectuar un análisis comparativo entre los diferentes tipos de escalonamientos . Comparando entre sí los escalonamientos de acción, con presión constante o entalpía constante, resultan ser prácticamente iguales. En general, son preferibles los de entalpía constante, por la mayor estabilidad que presenta el flujo al decrecer la presión. Si se trata de un escalonamiento para la regulación, en ese caso viene obligado el empleo del de presión.

Si se compara un escalonamiento de acción con otro de reacción, se puede comprobar que el de reacción tiene mejor rendimiento. Esto es consecuencia de que el escalonamiento de acción, además de presentar mayores deflexiones, tiene más elevadas velocidades de flujo, ya que toda la expansión se realiza en el estator.

Por otra parte, tal y como se ha dicho anteriormente, para un mismo salto entálpico y una misma velocidad periférica máxima admisible, el número de escalonamientos de acción es menor que el de reacción. Esta reducción abarata y simplifica la máquina.

Las pérdidas intersticiales son prácticamente nulas en las etapas de acción, por mantenerse la presión casi constante a ambas caras del álabe. Por el contrario, en reacción, al variar la presión en el álabe las pérdidas pueden ser de cierta importancia, dependiendo naturalmente del tamaño del salto. Respecto a las pérdidas por ventilación son nulas en los escalonamientos de reacción, como también en los de acción por admisión total.

Como conclusión final podemos decir que ningún tipo de escalonamiento reúne todas las ventajas. Por ello, unos constructores prefieren los escalonamientos de acción y otros los de reacción, aunque cada vez más se tiende a que en una misma turbina se mezclen ambos tipos, según lo exijan las condiciones del vapor en cada escalonamiento.

VII.5 PÉRDIDAS EN LAS TURBINAS.

Vamos a presentar un breve repaso de los distintos tipos de pérdidas que se producen en una turbina de vapor, clasificándolas en dos grupos: pérdidas internas y externas.

Las **pérdidas internas** corresponden a degradaciones de energía mecánica por fricción en el seno de la corriente, originando el consiguiente aumento de entalpía. Estas pérdidas son aditivas y se calculan para cada escalonamiento. Son también pérdidas internas las calóricas, que dan origen a la consiguiente siguiente disminución de entalpía. Dentro de las pérdidas internas se encuentran las siguientes:

Pérdidas en los perfiles del estator y rotor (Y_2).

Son debidas al rozamiento en la capa límite, la formación de torbellinos y al choque en borde de entrada.

Perdidas por velocidad de salida (Y_2)

Tienen lugar cuando la velocidad de salida del rotor de un escalonamiento se pierde por fricción, debido a la fuerte separación entre ese rotor y el estator siguiente.

Pérdidas intersticiales internas (Y_{3i}).

Son debidas a que parte del vapor no pasa a través de los álabes donde cede su energía, sino que se escapa por los intersticios necesarios entre el rotor y el estator de la máquina. Ese escape es provocado por el gradiente de presión existente, como consecuencia de la expansión.

Del gasto suministrado $\dot{m}$, una parte es el flujo principal $\dot{m}-\dot{m}_i$ que pasa por los álabes, mientras que hay un gasto de pérdidas, $\dot{m}_i$, que es el flujo secundario que se escapa por el juego entre la corona fija y el eje o tambor.

La entalpía a la salida del estator, mezcla del fluido que pasa por los perfiles con el que pasa por el cierre del laberinto, es

$$h_x = \frac{\left(\dot{m}-\dot{m}_i\right)h_1 + \dot{m}_i h_o}{\dot{m}}$$

El flujo secundario sufre una laminación (h=cte.) y por tanto, se mantiene a entalpía y temperatura más alta que el flujo principal, de forma que al juntarse ambos, la entalpía del vapor aumenta y el salto entálpico disminuye precisamente en h_x-h_1. Naturalmente la energía correspondiente a estas pérdidas internas se adiciona al fluido y puede recuperarse parcialmente en los escalonamientos siguientes.

Pérdidas por rozamiento del disco (Y_4).

Cada corona móvil, al girar en la atmósfera interna de la máquina crea turbulencias que disipan parte de la energía mecánica y en consecuencia, reducen la energía transmitida al rodete.

Pérdidas por ventilación(Y_5).

En un escalonamiento de acción el rodete puede ser de admisión parcial, al ser constante la presión a la entrada y salida del mismo. En este caso, los álabes no activos se llenan también de fluido y lo agitan, robando energía el fluido al rodete, en lugar de suministrarla.

Este tipo de pérdidas no se consideran ,naturalmente , cuando la admisión es total, es decir, cuando las toberas ocupan toda la periferia de un disco.

Por otra parte dentro del conjunto de pérdidas externas se encuentran las siguientes:

Pérdidas intersticiales (Y_{3e}).

Se producen entre el eje y la carcasa, aunque pueden mantenerse muy bajas con el empleo de cierres de laberinto, de anillos de grafito o hidráulicos.

Pérdidas de calor por radiación y convección (Y_6).

Comprenden el calor perdido a través de la carcasa de la turbina.

Pérdidas mecánicas (Y_7).

Comprenden las pérdidas en los cojinetes que soportan el rotor de la turbina, evitando el desplazamiento radial (cojinetes de apoyo) y el axial (cojinetes de empuje), así como las pérdidas en la transmisión (cuando existe un engranaje reductor) y las pérdidas por accionamiento de aparatos auxiliares(bomba de aceite, regulador de velocidad, etc.).

VII.6 RENDIMIENTO INTERNO DE UN ESCALONAMIENTO.

En VII.2 hemos ya definido el rendimiento periférico de un escalonamiento, ec.(7.6). Puesto que el trabajo útil wu es la caída isoentrópica de entalpía Δh_s menos las pérdidas internas Y_1+Y_2, podemos escribir

$$\eta_u = 1 - \frac{Y_1 + Y_2}{\Delta h_s} \quad \text{(sin recuperación)}$$

Si la velocidad de salida se recupera, en ese caso el rendimiento del escalonamiento será

$$\eta_u = \frac{\Delta h_s^{'} - Y_1}{\Delta h_s^{'}} = 1 - \frac{Y_1 + Y_2}{\Delta h_s^{'}}$$

donde $\Delta h_s^{'} = \Delta h_s - Y_2$, ya que si la velocidad de salida es recuperada no se puede hablar de pérdidas de energía cinética a la salida.

Si del salto isoentrópico restamos todas las pérdidas internas del escalonamiento, obtendremos entonces lo que se denomina el ***salto interno***, esto es

$$\Delta h_i = \Delta h_s - \sum_{i=1}^{6} Y_i$$

Se define el **rendimiento interno del escalonamiento** según

$$\eta_i = \frac{\Delta h_i}{\Delta h_s} \text{(sin recuperación)} \qquad (7.7)$$

y en el caso de que se trate de una turbina con recuperación, el rendimiento interno del escalonamiento será

$$\eta_i = \frac{\Delta h_i}{\Delta h_s^{'}} \text{(con recuperación)} \qquad (7.8)$$

VII.7 RENDIMIENTO INTERNO DE LA TURBINA. FACTOR DE RECUPERACIÓN.

Vamos ahora a referirnos, no ya a un escalonamiento, sino a una turbina completa multietápica. En la figura 7.8 se representa esquemáticamente una turbina, en la que A y B son los estados del vapor en las secciones de entrada y salida de la misma; asimismo en la fig. 7.8(b) se representa en un diagrama h-s la evolución del vapor a su paso a través de la turbina.

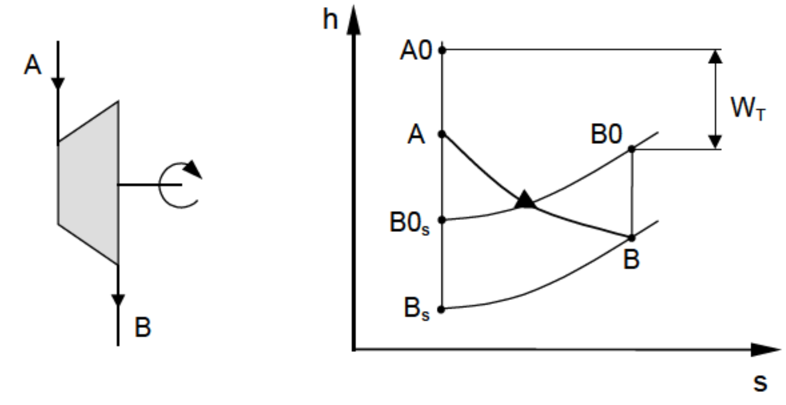


Figura 7.8

Efectuando un balance de energía para el conjunto de la turbina podemos escribir

$$h_A + \frac{V_A^2}{2} = w_T + h_B + \frac{V_B^2}{2}$$

es decir

$$w_T = h_{AO} - h_{BO} \qquad (7.9)$$

Definiremos **el rendimiento interno de la turbina** cono la relación entre el trabajo desarrollado w_T y el trabajo máximo que se podría obtener en una máquina ideal, en la que no existieran irreversibilidades y que operase entre las mismas condiciones de admisión y presión de escape de la máquina real.

Al definir ese rendimiento debemos considerar dos situaciones distintas. Si la energía cinética de salida no es aprovechada, sino que se pierde por fricción a la presión sensiblemente constante del escape, en ese caso $w_{Tmax} = h_{AO}\text{-}h_{BS}$ y por consiguiente definiremos el rendimiento interno de la turbina de la forma siguiente

$$\eta_{iT} = \frac{h_{AO} - h_{BO}}{h_{AO} - h_{BS}} \qquad (7.10)$$

Si por el contrario, la energía cinética de salida es aprovechada (como ocurre en el caso de una turbina seguida de una tobera propulsiva) en ese caso

$$w_{T\max} = (h_{AO} - h_{Bs}) - \frac{V_B^2}{2} = h_{AO} - h_{BOs}$$

y por consiguiente, el rendimiento interno de la turbina será

$$\eta_{iT} = \frac{h_{AO} - h_{BO}}{h_{AO} - h_{BOS}} \qquad (7.11)$$

Vamos ahora a relacionar el rendimiento interno de la turbina con el de los escalonamientos , para lo cual representamos la expansión del vapor en un diagrama h-s, considerando a modo de ejemplo que la turbina tiene tres escalonamientos, ver fig.7.9

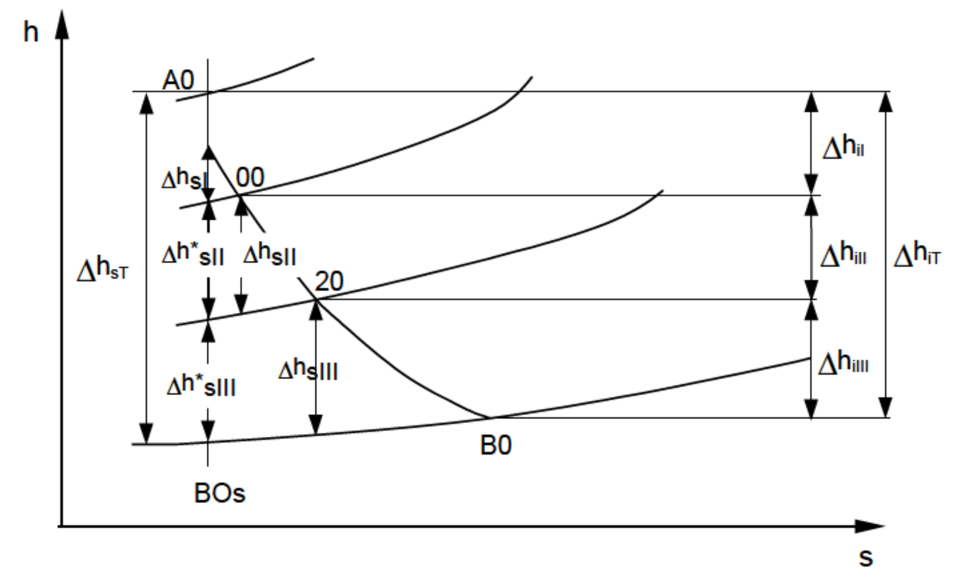


Figura 7.9

El rendimiento interno de un escalonamiento cualquiera, por ejemplo del II, es

$$\eta_{iII} = \frac{h_{00} - h_{20}}{h_{00} - h_{20s}} = \frac{\Delta h_{iII}}{\Delta h_{sII}}$$

Puesto que las isóbaras son divergentes, resulta evidente que

$$\Delta h_{sII} > \Delta h^*_{sII}$$

siendo Δh^{*}_{sII} el salto isoentrópico en el escalonamiento II si no se hubieran producido pérdidas en el escalonamiento anterior I. Llamando

$$\Delta_{II} = h_{00} - h_{20s} - \Delta h^{*}_{sII}$$

se tiene que

$$h_{00} - h_{20} = \eta_{iII}(\Delta h^{*}_{sII} + \Delta_{II})$$

Si suponemos, para simplificar, que todos los escalonamientos son prácticamente iguales, en cuyo caso tendrán el mismo valor de η_i, sumando la ecuación anterior para todos los escalonamientos que constituyen la máquina resulta

$$\sum(h_{00} - h_{20}) = \eta_i(\Sigma\Delta h^{*}_{s} + \Sigma\Delta)$$

Teniendo en cuenta que

$$\sum(h_{00} - h_{20}) = h_{Ao} - h_{Bo}$$

$$\sum \Delta h^{*}_{S} = h_{Ao} - h_{BOs}$$

resulta, después de dividir por h_{A0}-h_{BOs} que

$$\eta_{iT} = \eta_i\left(1 + \frac{\sum\Delta}{h_{Ao} - h_{BOs}}\right) = \eta_i F \qquad (7.11)$$

donde F es el denominado **factor de recuperación**, que evidentemente es mayor que la unidad.

En definitiva, la consecuencia importante que se deduce de todo esto es que el rendimiento interno de la turbina es mayor que el de los escalonamientos que la constituyen. Cuanto mayor es el número de escalonamientos mayor se hace F (F=1 para un solo escalonamiento), lo cual permite aprovechar grandes saltos entálpicos con rendimientos muy favorables.

Todo esto equivale a decir que las pérdidas de la turbina son menores que la suma de las pérdidas de los escalonamientos. Esto se comprende fácilmente teniendo en cuenta que las pérdidas en un escalón permiten disponer en el escalón siguiente de un salto entálpico mayor que si esas pérdidas no se hubieran producido. El incremento de los saltos entálpicos a causa de las pérdidas que se producen en los anteriores es lo que permite la recuperación de éstas.

Recuérdese que en el caso de los turbocompresores se produce la situación contraria, es decir, las irreversibilidades de una etapa afectan de manera negativa a la siguiente,

de forma que el rendimiento interno del compresor es menor que el de cada uno de los escalonamientos.

VII.8 RENDIMIENTO EFECTIVO Y POTENCIA DE UN TURBOGRUPO.

Si al salto interno Δh_{iT} le restamos las perdidas externas, obtenemos el salto efectivo de la turbina, esto es

$$\Delta h_{eT} = \Delta h_{iT} - Y_{3e} - Y_6 - Y_7 \qquad (7.12)$$

Definimos el **rendimiento efectivo de la turbina**, según

$$\eta_{eT} = \frac{\Delta h_{eT}}{\Delta h_{sT}} \qquad (7.13)$$

Recordando la definición del rendimiento interno, se tiene

$$\eta_{eT} = \eta_{iT}.\eta_{mT}$$

siendo el rendimiento mecánico la relación

$$\eta_{mT} = \frac{\Delta h_{eT}}{\Delta h_{iT}} \qquad (7.14)$$

Multiplicando el gasto turbinado $\dot{m}$ por el salto efectivo obtenemos la potencia efectiva de la turbina, esto es

$$N_{eT} = \dot{m}\Delta h_{eT} = \dot{m}.\eta_{iT}.\eta_{mT}.\Delta h_{sT} \qquad (7.15)$$

Por último, en el caso de un turbogrupo la potencia eléctrica en bornas del generador se obtendrá multiplicando la potencia efectiva por el rendimiento eléctrico y por tanto

$$N_{el} = \dot{m} \cdot \eta_{iT} \cdot \eta_{mT} \, . \, \eta_{el} \, . \, \Delta h_{sT} \qquad (7.16)$$

VII.9 RELACIÓN ENTRE LA POTENCIA Y EL GASTO DE VAPOR.

Aunque las turbinas de vapor se diseñan para trabajar con su caudal nominal, puede ser necesario regular la turbina variando el caudal de admisión. La regulación ideal sería aquella que consiguiera mantener el mismo rendimiento efectivo en la turbina, tanto a carga total como parcial.

En el curso de Motores Térmicos se estudian los diferentes sistemas de regulación de la turbina, aunque evidentemente en ningún caso se alcanza esa condición ideal. Hay también otros métodos basados en la modificación del estado del vapor (presión deslizante) que en ese curso se estudiarán.

Si en una turbina de vapor se mantienen constantes las condiciones de admisión y la presión de escape, la potencia desarrollada por la máquina varía con el consumo de vapor vivo según una relación que es aproximadamente lineal. Esto es tanto más cierto cuanto menor sea la relación entre la presión de escape y la de admisión.

Por consiguiente, si en un diagrama representamos el gasto de vapor consumido por la turbina al abrir o cerrar las válvulas de regulación, en función de la potencia, resulta una línea recta que se denomina **recta de Willians**, véase figura 7.10.

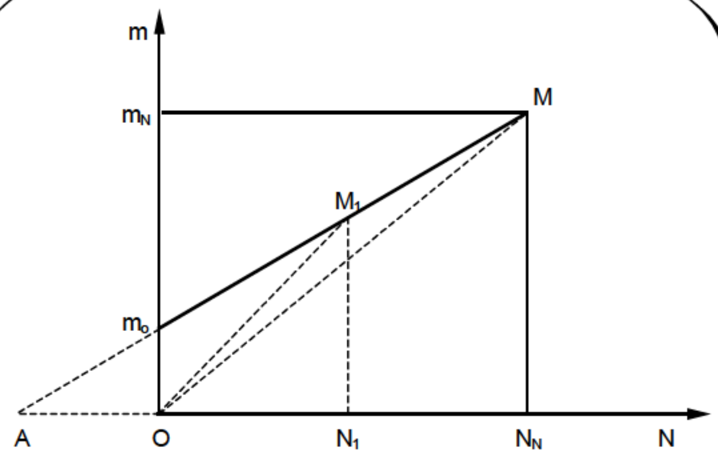


Figura 7.10

En definitiva

$$m = a + b.N \qquad (7.17)$$

donde a y b son sendas constantes, que las podemos determinar por las condiciones de marcha en vacío y a plena carga.

- En vacío: $N=0$; $a=m_0$

- A plena carga: $N=N_N$; $m=m_N$

donde

$$b = \frac{m_N - m_0}{N_N}$$

A la relación $\alpha_0 = \dfrac{\dot{m}_0}{\dot{m}_n}$ se le denomina **pérdida en vacío**. En el caso de una turbina a contrapresión,α_0 suele estar comprendido entre 0,2 y 0,3.

Puesto que la relación que liga el gasto de vapor con la potencia es lineal, la relación que liga el consumo especifico con la potencia es una hipérbola equilátera. En efecto

$$\frac{1}{w} = \frac{m}{N} = \frac{m_o}{N} + \frac{m_N - m_o}{N_N}$$

siendo w el trabajo especifico y por tanto $\frac{1}{w}$ el consumo especifico de la turbina.

Cuando una turbina trabaja por debajo de su carga nominal, su rendimiento disminuye y por tanto, el consumo especifico aumenta. En efecto, en condiciones nominales, el consumo especifico corresponde a la pendiente de la recta $\overline{OM}\left(\frac{m_N}{N_N}\right)$Si se considerase una carga inferior, N_1, (punto M_1 de la figura), el consumo específico para esta carga vendrá representado por al pendiente de la recta OM_1 y evidentemente

$$\frac{1}{w_1} > \frac{1}{w_N} \qquad\qquad w_1 < w_N$$

Por último, señalaremos que es importante elegir adecuadamente las características del vapor en la admisión para que la recta de Willians tenga una baja pendiente. En efecto, si llamamos

$$\frac{1}{w_t} = \frac{m_N}{\overline{OA} + N_N}$$

puesto que , por semejanza de triángulos, se tiene que

$$\alpha_0 = \frac{\dot{m}_0}{\dot{m}_N} = \frac{\overline{OA}}{\overline{OA} + N_N}$$

resulta finalmente

$$w_t = \frac{\overline{OA} + N_N}{m_N} = \frac{w_N}{1 - \alpha_0} \qquad (7.18)$$

expresión que pone claramente de manifiesto el efecto de las pérdidas en vacío.

VII.10 BIBLIOGRAFÍA

1. Dixon, S.L. , Fluid Mechanics. Thermodynamics of Turbomachinery, Pergamon Press,1975
2. Mataix. C, Termodinámica Técnica y Maquinas Térmicas, ICAI, 1978.
3. Muñoz M, Payri, F., Turbomáquinas Térmicas, ETSII, Madrid , 1983.
4. Eastop, T.D. , Mc Conkey, A. , Applied Thermodynamics, Longman,1994
5. Kearton W.J. Steam Turbine Theory and Practice, Pitman and Sons, 1960

LECCIÓN VIII CALDERAS DE VAPOR

VIII.1 INTRODUCCIÓN.

El vapor ha tenido una enorme repercusión en el desarrollo industrial. Básicamente sus principales aplicaciones en la industria son de tres tipos:

- Para producción de energía eléctrica. El vapor se produce a elevadas presiones y temperaturas, que pueden llegar a valores de 130 bar y 510 ºC.

- Para la transmisión de calor. El vapor ha de producirse a la presión determinada por la temperatura a la que ha de ceder el calor.

- Como agente físico o químico en operaciones industriales. Debe producirse a unas presiones y temperaturas que vienen determinadas por su utilización

El vapor es generado en unos equipos a los que llamamos **generadores de vapor** o más vulgarmente calderas. Como sabemos, una caldera es en definitiva un dispositivo en el que se produce un intercambio de calor entre los gases calientes resultantes generalmente de una combustión y un fluido generalmente agua. En general, en el interior de una caldera hay varios intercambiadores de calor que reciben los nombres siguientes:

- Economizador, es un intercambiador de calor situado a la salida de la caldera propiamente dicha y que sirve para calentar el agua de alimentación.

- Generador de vapor propiamente dicho.

- Sobrecalentador, cuando el vapor demandado es un vapor sobrecalentado.

Se puede considerar el comienzo del siglo XVIII como el verdadero punto de partida en la fabricación de calderas de vapor. No obstante, los primeros modelos eran unos simples recipientes rellenos de agua y calentados por su parte inferior. Hasta finales del siglo XIX las calderas utilizaban como combustible carbón, con hogares alimentados a mano y la presión del vapor generado no rebasaba los 9 bar.

En la actualidad nos encontramos con una enorme variedad de tipos de calderas, que van desde las usadas para la calefacción doméstica hasta las grandes centrales termoeléctricas. Los más de cien años de experiencia en diseño, fabricación y operación hacen que los modelos de hoy día se caractericen por su gran seguridad y elevados rendimientos.

Se ha avanzado notablemente en las técnicas para quemar diferentes tipos de combustibles y en grandes cantidades. Los aceros y materiales aleados de que hoy disponemos son muy fuertes y consistentes en sus propiedades. Además, se usan métodos avanzados para la fabricación y se han adoptado normas que regulan el diseño, la fabricación y la inspección de los componentes a presión.

VIII.2 BALANCE DE ENERGÍA EN UN V.C. CON REACCIONES QUÍMICAS.

En la lección 15 del libro Termodinámica Fundamental expresamos la forma de calcular la variación de entalpía en un sistema que experimenta reacciones químicas, en particular, reacciones de combustión. Expusimos entonces el concepto de entalpía de formación así como el significado del poder calorífico de un combustible.

Consideremos el volumen de control (V.C.) de la figura 8.1, en el que hay unos flujos entrantes (combustibles y comburente) y unos flujos salientes (productos de la combustión). En el caso general de régimen no estacionario y admitiendo el modelo

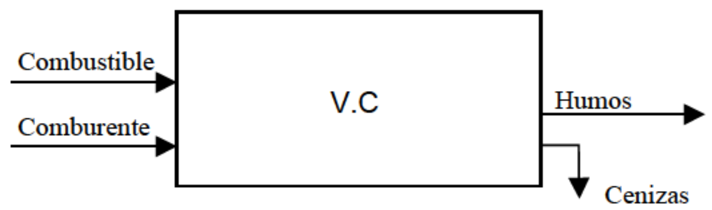


Figura 8.1

de flujo unidimensional en las secciones de entrada y salida, del balance de energía por unidad de tiempo resulta la siguiente ecuación

$$\frac{dEvc}{dt} = \dot{Q} + \sum_{i}^{en} \dot{m}_i (h + e_c + e_p)_i - \sum_{i}^{sal} \dot{m}_i (h + e_c + e_p)_i \qquad (8.1)$$

donde la entalpía de la sustancia i es

$$h_i = \Delta h_{fi} + h_i(T) - h_i(298)$$

siendo T la temperatura en su correspondiente sección de entrada o salida. En régimen permanente, la ec. (8.1) se simplifica en

$$\dot{Q} = \sum_{i}^{sal} \dot{m}_i (h + e_c + e_p)_i - \sum_{i}^{en} \dot{m}_i (h + e_c + e_p)_i \qquad (8.2)$$

En la inmensa mayoría de los V.C. en los que tienen lugar reacciones de combustión, los términos correspondientes a la energía cinética y potencial gravitatoria se pueden

considerar despreciables. Así pues, la energía que se libera como consecuencia de las reacciones de combustión que tienen lugar en la cámara de combustión se presenta bajo dos formas distintas: en la energía interna sensible de los productos y como calor cedido al exterior..

Temperatura de combustión adiabática

En muchas ocasiones interesa conocer la máxima temperatura que podrían alcanzar los productos de la combustión. Esta máxima temperatura se alcanzará cuando la reacción de combustión sea la teórica, es decir, completa y con la mínima cantidad de aire. Además, es evidente que cuanto menor es la perdida de calor mayor es el aumento de temperatura, por lo que la temperatura máxima corresponderá al limite adiabático. Por ello, a esa temperatura máxima se le conoce con el nombre de **temperatura de llama adiabática o de combustión adiabática**.

De acuerdo con las ecuaciones del balance de energía anteriormente escritas, si el proceso es adiabático y en régimen estacionario y consideramos además que la variación de la entalpía con la presión, tanto para los reactivos como para los productos, es despreciable, se tiene la igualdad siguiente

$$\sum_{i}^{en} \dot{m}_i (\Delta h_f^o + h_{T1} - h_{298})_i = \sum_{i}^{sal} \dot{m}_i (\Delta h_f^o + h_T - h_{298})_i$$

En esta igualdad el término de la izquierda se puede evaluar directamente, ya que se conoce la composición de los reactivos y la temperatura de entrada de los mismos, T_1, a la cámara de combustión adiabática. Igualmente se conocen los valores $\dot{m}_i$ de los productos, a partir de los correspondientes balances de masa, ya que se sabe que la combustión es la teórica. Evidentemente, una combustión completa con un exceso de aire no conduciría a la máxima temperatura teórica. Los valores de $\Delta h^o_{f,i}$ y $h_{i,298}$ de cada uno de los productos se obtienen de las tablas de datos termoquímicos.

En definitiva, las únicas incógnitas son los valores de $h_{i,T}$, los cuales aparecen tabulados en función de la temperatura. Por lo tanto se nos presenta un problema típico de iteración; habrá que suponer una temperatura T e ir por aproximaciones sucesivas hasta que finalmente el termino de la izquierda de la igualdad anterior coincida con el de la derecha, dentro de los márgenes de error que nos hemos fijado de antemano.

En el diagrama H-T de la figura 8.2 representamos la entalpía de los reactivos H_R y de los productos H_P en función de la temperatura. Disponiendo de este diagrama, vemos lo fácil que resultaría determinar la temperatura de combustión adiabática.

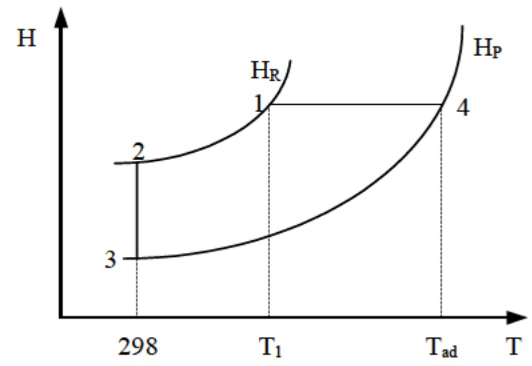


Figura 8.2

Evidentemente la igualdad del balance de energía anterior la podemos también escribir según

$$-\sum_{i}^{ent} m_i (h_{T1} - h_{298})_i + \Delta \dot{H}^o_{298} + \sum_{i}^{sal} m_i (h_T - h_{298})_i = 0 \qquad (8.3)$$

que corresponde al recorrido 1-2-3-4 del diagrama. Por consiguiente, la temperatura de combustión adiabática corresponde a la abscisa del punto 4.

La temperatura teórica así calculada puede ser varios cientos de grado superior al máximo valor real que puede alcanzarse. Esto es debido a numerosas razones. Por una parte, la combustión difícilmente será completa y además, si queremos aproximarnos a esa combustión completa será necesario utilizar un mayor o menor exceso de aire. Además, hemos supuesto combustión adiabática, pero las perdidas de calor nunca serán nulas. Por ultimo y es la razón que influye de forma mas decisiva, los productos de la combustión a esas temperaturas se disocian y estas reacciones son endotérmicas, de manera que utilizan parte de la energía liberada en la combustión.

VIII.3 TIPOS DE GENERADORES DE VAPOR.

Existen diferentes criterios para clasificar los numerosos tipos de calderas. Así, atendiendo al tipo de combustible utilizado nos encontramos con calderas de carbón, de combustibles líquidos, gaseosos, calderas para combustibles especiales (licor negro, bagazo, etc.) y calderas de recuperación de calor de gases.

Atendiendo al tipo de fluido nos encontramos con calderas de vapor, de agua caliente, de agua sobrecalentada y de fluido térmico. Según su operación pueden ser calderas automáticas o semiautomáticas y según el tiro nos encontramos con calderas de hogar presurizado y calderas de hogar equilibrado.

Hay también otros criterios de clasificación como por ejemplo según el sistema de soporte pueden ser calderas apoyadas o suspendidas, según su implantación nos encontramos con calderas terrestres y marinas, según el mecanismo dominante de

transmisión de calor existen calderas de convección, de radiación y de radiación y convección, etc.

No obstante, el criterio mas importante para clasificar las calderas se refiere a la disposición de los fluidos. Atendiendo a este punto de vista, las calderas se clasifican en dos grandes grupos: calderas de tubos de humo (**pirotubulares**) y calderas de tubo de agua (**acuotubulares**).

Haremos unos comentarios sobre ambos tipos de calderas y expondremos también algunas características de las calderas de lecho fluido, así como las de recuperación de calores residuales, por su enorme interés tanto en generación como en la cogeneración en el caso de estas últimas.

VIII.3.1 CALDERAS PIROTUBULARES.

Reciben este nombre porque los gases circulan por el interior de tubos que a su vez están sumergidos en el interior de una masa de agua, todo ello rodeado por la carcasa exterior. Los gases al circular a lo largo de los tubos ceden calor a través de las paredes de los mismos al agua que los rodea, produciéndose así la vaporización en las proximidades de los tubos.

Las calderas pirotubulares pueden ser de hogar integral, ver esquema de la figura 8.3, o bien compactas con tubo de hogar, en las que existe un tubo central sumergido en el agua que hace de hogar. Estas calderas constan normalmente de cámara de combustión, cajas de humos, que pueden ser una o dos según que el numero de pasos de gases sean dos o tres y de sobrecalentador.

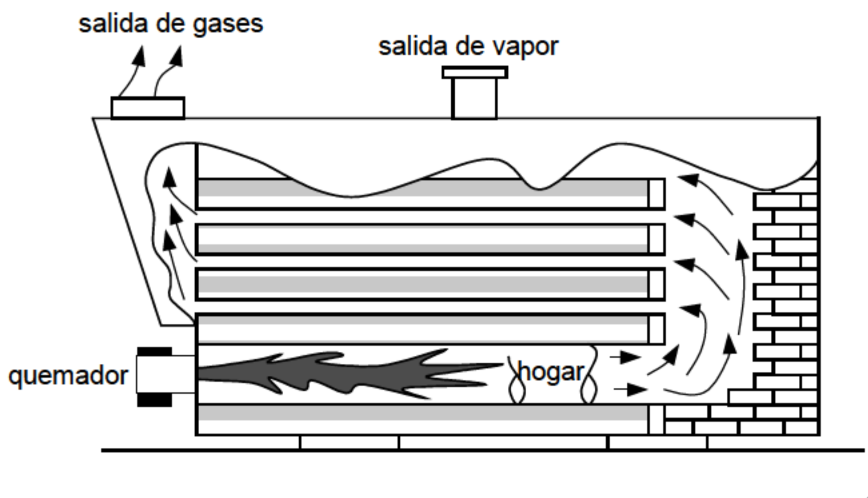


Figura 8.3

Como ventajas importantes de estas calderas se puede señalar la energía que acumulan debido al gran volumen de agua, con las consiguientes pequeñas fluctuaciones de presión cuando varia la demanda. Presentan buenos rendimientos y tienen un precio inferior a las correspondientes acuotubulares.

Como inconvenientes se pueden citar las dificultades que se presentan en la disposición del sobrecalentador cuando se requiere vapor sobrecalentado, así como una circulación del agua difícil de definir. Además, el diseño de estas calderas está limitado por la presión del vapor, pudiéndose establecer el limite en unos 30 bar. Por encima de ese valor se requerirían excesivos espesores de virola. Así mismo, la producción máxima puede llegar a valores de unas 30 t/h.

VIII.3.2 CALDERAS ACUOTUBULARES.

Como su nombre lo indica en este tipo de calderas el agua circula por el interior de los tubos. Son las de uso mas extendido para la producción de vapor y especialmente aptas para trabajar en altas presiones. Además, por su relativamente reducido volumen de agua levantan presiones con gran rapidez. Esto a su vez tiene un gran inconveniente cuando se trabaja con grandes variaciones en la demanda de vapor, ya que debido al pequeño poder acumulativo se originan fluctuaciones en la presión.

Precisamente, para subsanar este inconveniente estas calderas de tubo de agua suelen tener uno o varios tambores, lo que aumenta notablemente la cantidad de agua dentro de la caldera y por tanto la energía almacenada. En la figura 8.4 se presenta un esquema de los tubos vaporizadores y dos calderines en un tipo de caldera denominado de circulación natural.

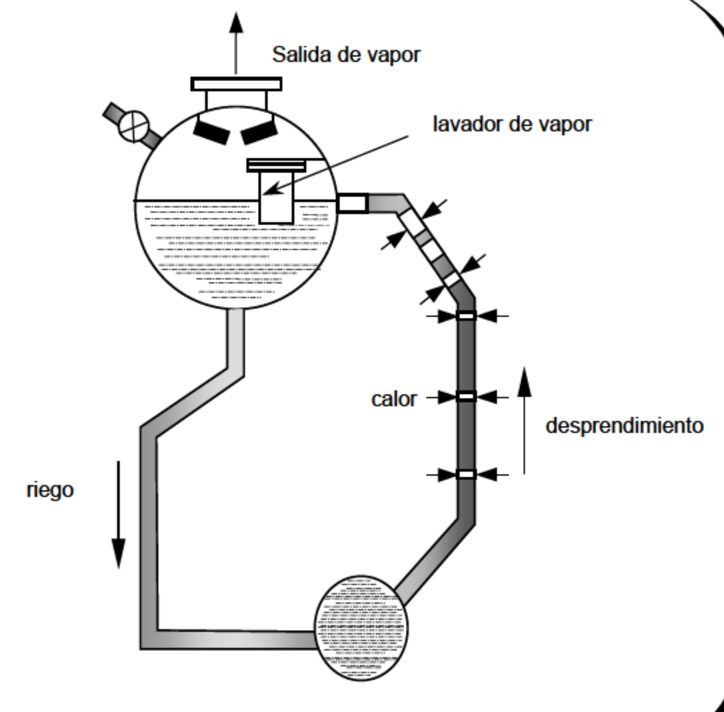


Figura 8.4

En los tubos de bajada el agua se encuentra a la temperatura de saturación o un poco inferior. Los tubos de subida están expuestos al calor radiante directo de la llama y en ellos se produce la vaporización. La densidad menor del vapor húmedo en los tubos de subida proporciona el empuje que mantiene la circulación.

En el caso de calderas de circulación forzada, ésta se obtiene por una bomba que empuja al fluido por un conjunto de tubos situados en paralelo, ver esquema de la figura 8.5. Las bajas cargas en este tipo de calderas son peligrosas ya que con un caudal pequeño el agua se vaporiza en su totalidad y puede pasar al estado de vapor sobrecalentado.

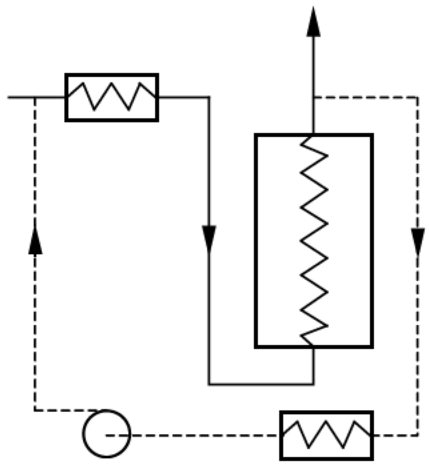


Figura 8.5

Existen también las calderas de **circulación asistida**, que son calderas de circulación natural en las que se ha intercalado una o varias bombas de circulación en los tubos de bajada. Ello permite arranques mas rápidos, empleándose este tipo de circulación para elevadas presiones de generación. Por ultimo están las calderas de **circulación combinada**, que son efectivamente una combinación de la circulación forzada y de la asistida. Para bajas cargas trabajan las bombas de circulación, mientras que por encima del 60 al 70 % de la plena carga, la caldera trabaja con circulación forzada clásica.

Las calderas acuotubulares se caracterizan por ser intrínsecamente más seguras que las pirotubulares y presentar una mejor circulación interna, así como mayores rendimientos. Como inconveniente se pueden destacar la menor energía almacenada, así como el mayor precio.

VIII.3.3 CALDERAS DE LECHO FLUIDO.

Para la combustión de carbón y otros combustibles sólidos se utiliza hoy en día una técnica de combustión llamada de **lecho fluido**, que además de conseguir elevados rendimientos en la combustión, presenta atractivos importantes en cuento a la reducción de la contaminación ambiental.

Si se hace pasar un flujo de gas a través de un lecho de partículas sólidas, al aumentar progresivamente la velocidad del gas llega un momento en que las partículas son mantenidas en suspensión por el gas. Se dice entonces que el lecho es fluidificado, ya que se comporta como un liquido.

Si se aumenta la velocidad mínima de fluidificación el lecho parece un liquido hirviendo del que escapan partículas muy finas que son transportadas por el gas. Se produce entonces el denominado **lecho fluido burbujeante.**

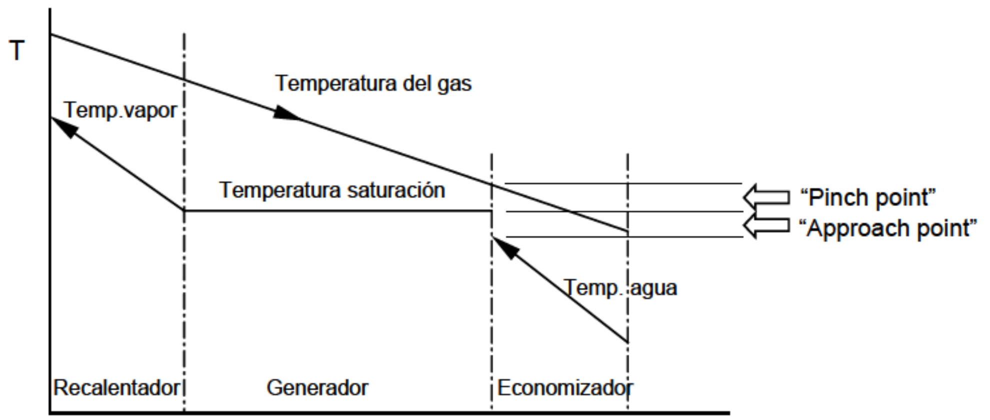
A velocidades mas altas se producen arrastres, no solo de partículas finas sino de otras mayores, que son recuperadas mediante separadores ciclónicos y son retornadas al lecho principal. Se produce entonces lo que se denomina **lecho fluido circulante**. Existen calderas de ambos tipos de lechos. Además, según la presión pueden ser de lecho **atmosférico** (presión atmosférica en el hogar) o **presurizado**.

Con el lecho fluido se produce la desulfuración de los gases, para lo que hay que añadir piedra caliza triturada. Por ello, esta tecnología permite la combustión de combustibles con azufre, en especial carbono con alto contenido en azufre.

VIII.3.4 CALDERAS DE RECUPERACIÓN DE CALORES RESIDUALES.

Estos equipos reciben los gases calientes procedentes, por ejemplo, de un motor térmico, utilizando su entalpía para generar vapor. Dado que la temperatura de esos gases es generalmente sensiblemente inferior a la de una cámara de combustión, el mecanismo básico de transmisión de calor es el de convección. Además, para acelerar la velocidad de intercambio de calor los tubos disponen normalmente de aletas.

El parámetro fundamental que define el diseño de la caldera de recuperación es el denominado "*pinch point*", esto es la diferencia entre la temperatura de saturación del vapor y la de los gases a la salida de los tubos vaporizadores. La figura 8.6 representa un perfil típico de temperaturas de los gases y del agua en una caldera de recuperación.



PERFIL DE TEMPERATURA
CALDERA DE RECUPERACIÓN DE CALOR DE GASES DE ESCAPE DE TURBINA

Figura 8.5

Cuanto mas pequeño es el pinch point mayor debe ser la superficie de intercambio y en consecuencia, el peso y coste de la caldera. Por el contrario, un pinch point elevado implica mayor salto térmico en el evaporador y recalentador, pero también mayor temperatura de salida de los gases .

Otro parámetro importante es el "*approach point*" que establece la deferencia entre la temperatura de saturación y la del agua a la salida del economizador. Requiere una selección muy cuidadosa para conseguir una operación económica de la caldera a carga nominal, evitando que a baja carga se produzca una vaporización en el economizador.

VIII.4 BALANCES DE MASA, ENERGÍA Y EXERGÍA EN UNA CALDERA.

Una de las mayores preocupaciones tanto del diseñador como del usuario de una caldera es lograr el mayor rendimiento posible durante toda su vida útil. Un elevado rendimiento significa lograr la producción de vapor deseada a la presión y temperatura requeridas con el menor consumo de combustible y por consiguiente, con el menor coste económico.

Para la obtención del rendimiento es necesario efectuar los balances de masa de los fluidos que entran y salen de la caldera, así como el correspondiente balance de energía.

BALANCE DE MASA

En la figura 8.7 representamos esquemáticamente los distintos flujos másicos y energéticos que atraviesan los limites del volumen de control considerado. Si el combustible fuera sólido habría también un flujo de cenizas que en este esquema no se tiene en cuenta.

El flujo energético $\dot{Q}$ representa el calor perdido por convección y radiación a través de la superficie de la caldera, mientras que $\dot{W}_{aux}$ es el consumo de los auxiliares, esto es, el ventilador del equipo de combustión, bombas de alimentación, etc.

Haciendo un balance para el agua, en régimen estacionario se tiene

$$\dot{m}_{ag} = \dot{m}_v + \dot{m}_p$$

donde $\dot{m}_{ag}$ es el gasto de agua de alimentación, $\dot{m}_v$ el gasto de vapor producido y $\dot{m}_p$ el gasto de purgas, que como luego veremos, es el agua que hay que extraer

regularmente de la caldera para eliminar el exceso de sales disueltas y mantener la concentración adecuada en el interior de las misma.

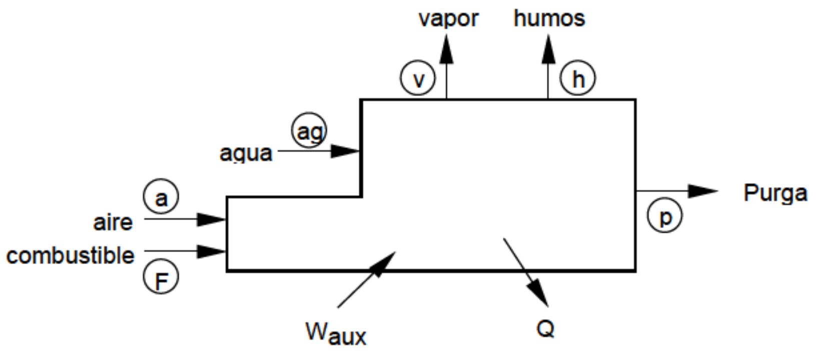


Figura 8.7

Considerando el balance de masas por el lado del combustible - comburente se tiene

$$\dot{m}_a + \dot{m}_F = \dot{m}_h$$

siendo $\dot{m}_a$ el gasto de aire, $\dot{m}_F$ el de combustible y $\dot{m}_h$ el de los gases resultantes de la combustión. Llamando AC la relación aire-combustible, se tiene $\dot{m}_a = \dot{m}_F.AC$ y por tanto $\dot{m}_h = \dot{m}_F(1 + AC)$

BALANCE DE ENERGíA

Considerando el V.C. de la figura 8.7 , del balance de energía en régimen estacionario resulta la ecuación siguiente

$$-\left|\dot{Q}\right| + \left|\dot{W}_{aux}\right| = \dot{m}_p h_p + \dot{m}_v h_v + \dot{m}_h h_h - (\dot{m}_{ag} h_{ag} + \dot{m}_a h_a + \dot{m}_F h_F) \qquad (8.4)$$

donde:

- h_F es la entalpía especifica del combustible, esto es

$$h_F = PCI + \int_{298}^{T_F} c_{pF} dT$$

- h_a es la entalpía específica del aire, por lo que si X es la humedad absoluta y T_a la temperatura ambiental, se tiene

$$h_a = c_{pa}(T_a - 298) + X(r(0\,^\circ C) + c_{pv} T_a - c_{pag}\, 298)$$

• h_h es la entalpía especifica de los humos. En general, la combustión es incompleta y por tanto en los humos hay inquemados. Siendo Δh^o_{ci} la entalpía de combustión del componente i de los humos, se tiene

$$h_h = \sum_i^{inq} \omega_i \Delta h^o_{ci} + \int_{298}^{T_h} \sum_j^{h} \omega_j c_{pj} dT$$

• h_v es la entalpía especifica del vapor producido

• h_p es la entalpía especifica del líquido purgado

• h_{ag} es la entalpía especifica del agua de alimentación a la caldera

BALANCE DE EXERGíA

Consideramos que el aire de combustión es aportado a la caldera a la temperatura ambiental y por tanto su exergía es nula. Además, vamos a despreciar el termino $\left|\dot{W}_{aux}\right|$ y agrupamos en el termino de destrucción de exergía $\dot{I}$ el flujo de exergía asociado al calor perdido $\dot{Q}$, ya que definitivamente es exergía que finalmente se degrada.

Teniendo en cuenta lo anterior, del balance de exergía resulta

$$\dot{m}_F b_{fF} = \dot{m}_p b_{fp} + \dot{m}_v b_{fv} + \dot{m}_h b_{fh} - \dot{m}_{ag} b_{fag} + \dot{I} \qquad (8.5)$$

donde:

• b_{fF} es la exergía (química) del combustible

• b_{fp} es la exergía física específica del líquido de purgas

• b_{fv} es la exergía física del vapor producida

• b_{fh} es la exergía (física+química) de los gases de combustión

• b_{fag} es la exergía física del agua de alimentación

Si suponemos que el agua de alimentación a la caldera se encuentra a la temperatura ambiental y que no existe ninguna recuperación de la exergía de los humos, de forma que ésta finalmente se destruye, la ecuación del balance de exergía la podemos escribir en la forma simplificada siguiente

$$\dot{m}_F\, b_{fF} = \dot{m}_p\, b_{fp} + \dot{m}_v\, b_{fv} + \dot{I}_T$$

donde I_T es la destrucción total de exergía por unidad de tiempo.

VIII.5 RENDIMIENTO DE UNA CALDERA DE VAPOR

Se define el rendimiento de una caldera como la relación entre la energía aportada del agua para producir el vapor y la liberada en la combustión del combustible. En esta definición, no se tiene en cuenta la entalpía sensible del combustible ni la del aire comburente al ser prácticamente despreciables.

Así pues, el rendimiento de la caldera es

$$\eta = \frac{\dot{m}_v (h_v - h_{ag})}{\dot{m}_F .PCI} \qquad (8.6)$$

El rendimiento de una caldera se puede obtener siguiendo dos métodos diferentes que describimos a continuación.

Método directo

Se mide directamente el gasto de vapor producido, así como su estado (T_F , P_F). Se mide también la cantidad de combustible consumido y a partir del PCI y de la temperatura T_{ag} del agua de alimentación, se obtiene el rendimiento según la ec. (8.6).

Generalmente se mide el caudal de agua en lugar del de vapor, de manera que la instrumentación necesaria es:

- Contador de combustible

- Contador de agua

- Termómetro en la línea de agua (T_{ag}) y termómetro (T_v) y manómetro (P_v) en la de vapor.

Método indirecto o de pérdidas separadas

Volviendo nuevamente a la ecuación (8.4) y considerando despreciables $|W_{aux}|$ y la entalpía sensible del combustible y del aire comburente se tiene

$$\dot{m}_v (h_v - h_{ag}) = \dot{m}_F\, PCI - \dot{m}_h\, h_h - \dot{m}_p\, h_p - |\dot{Q}|$$

y por tanto

$$\eta = 1 - \frac{\dot{m}_h h_h + \dot{m}_P h_P + |\dot{Q}|}{\dot{m}_F PCI} \qquad (8.7)$$

expresión que permite obtener el rendimiento de la caldera a partir de las pérdidas.

Teniendo en cuenta (8.7) descomponemos las pérdidas en los términos siguientes:

- Pérdidas debidas a la entalpía sensible de los gases

$$P_1 = \frac{\dot{m}_h \left(\int_{298}^{T_h} \sum \omega_j \, cp_j \, dT \right)}{\dot{m}_F PCI}$$

Cuanto mayor es la temperatura de los humos, T_h , a la salida de la caldera mayor es evidentemente este término.

- Pérdidas por inquemados

$$P_2 = \frac{\dot{m}_h \left(\sum \omega_i \Delta h^o_{ci} \right)}{\dot{m}_F PCI}$$

Estas pérdidas se presentan cuando la combustión es incompleta y aparecen por tanto inquemados en los gases (CO, hidrocarburos).

- Pérdidas por purgas

$$P_3 = \frac{\dot{m}_p h_p}{\dot{m}_F PCI}$$

- Pérdidas por radiación y convección

$$P_4 = \frac{|\dot{Q}|}{\dot{m}_F PCI}$$

Este término viene a ser del orden del 2 al 4 % cuando la caldera funciona a plena carga, variando inversamente proporcional a la carga en funcionamiento a cargas parciales.

En definitiva, el rendimiento de la caldera es

$$\eta = 1 - \sum P_i$$

Para determinar el rendimiento de la caldera por el método de perdidas separadas será necesario disponer de la instrumentación siguiente:

- Contador de combustible

- Analizador de gases (permite conocer las concentraciones de CO, O_2, CO_2 y a partir de estos valores la relación aire-combustible. Miden también la temperatura de humos T_h).

- Termómetro de contacto para medir la temperatura superficial de la caldera.

Producción de vapor por unidad de combustible

Muy frecuentemente, en lugar de caracterizar el funcionamiento de una caldera por su rendimiento se define la producción de vapor por unidad de combustible, expresado por ejemplo en kg vapor / l comble. o kg vapor / Nm^3 comble., etc. Así

$$\frac{\dot{m}_V}{\dot{m}_F} = \frac{\eta.PCI}{h_V - h_{ag}} \qquad (8.8)$$

Este concepto, muy utilizado en la industria, es función de gran cantidad de variables tales como tipo de combustible, presión y temperatura del vapor, temperatura del agua de alimentación a la caldera y los rendimientos que afectan a esa transformación de la energía química del combustible en energía térmica en el vapor.

Rendimiento exergético

El rendimiento exergético, a diferencia del rendimiento definido según la ec. (8.6), refleja las irreversibilidades que se originan en las reacciones químicas de combustión y en la transmisión de calor entre los gases de combustión y el agua. Podemos definir el rendimiento exergético de una caldera según la expresión siguiente

$$\varphi = \frac{\dot{m}_v (b_{fv} - b_{fag})}{\dot{m}_F \, PCI} \qquad (8.9)$$

Entre este rendimiento y el definido según la expresión (8.6) existe la relación siguiente

$$\frac{\varphi}{\eta} = \frac{PCI}{b_{fF}} \frac{b_{fv} - b_{fag}}{h_v - h_{ag}} = \frac{PCI}{b_{fF}} (1 - T_a \frac{s_v - s_{ag}}{h_v - h_{ag}})$$

En función de la presión y temperatura del vapor generado, se puede representar gráficamente esta relación, para una determinada caldera que quema un cierto combustible.

El resultado típico que se obtiene es que el rendimiento es aproximadamente la mitad del rendimiento convencional, el cual suele valer entre 0,85 a 0,90 en los modernos generadores de vapor.

La razón de esta gran diferencia en sus valores estriba en que el rendimiento exergético tiene en cuenta las importantes irreversibilidades que se producen en los generadores, que no son puestas de manifiesto por el rendimiento clásico. Como hemos dicho antes, estas irreversibilidades son fundamentalmente de dos tipos: químicas, asociadas a las reacciones de combustión y térmicas, debidas a los saltos de temperatura en los intercambios de calor.

En el desarrollo de la tecnología de los generadores de vapor, los esfuerzos técnicos que se han hecho han originado una importante disminución de las irreversibilidades y en definitiva, un aumento del rendimiento exergético. Así, las irreversibilidades en la combustión se reducen aumentando la temperatura de combustión , y ello se logra disminuyendo las pérdidas por radiación, usando el mínimo de exceso de aire y precalentándolo. Por otra parte, para disminuir las irreversibilidades en la transmisión de calor hay que aumentar la presión y temperatura del vapor generado y precalentar el agua de alimentación.

En este sentido, el interés del método exergético no debe ser sobreestimado, ya que como acabamos de decir, el análisis exergético convencional conduce a unas conclusiones similares. No obstante, su ventaja consiste en que ayuda a comprender mejor la situación, al asignar a cada elemento la destrucción de exergía que en él se produce, y permite por tanto, decidir por donde se debe actuar para lograr la mejora en el mantenimiento y el diseño de una instalación de generación de vapor.

VIII.6 AHORRO ENERGÉTICO EN CALDERAS.

Vamos a contemplar a una instalación consistente en una caldera como una interconexión de elementos, que tienen como funciones la preparación del aire y el combustible, su introducción en el hogar para su encendido y combustión estable y finalmente, la eliminación de los productos de combustión formados. En cada una de estas partes se van a identificar y cuantificar las pérdidas de energía que se producen así como la forma de reducirlas.

Muchas calderas trabajan con rendimientos inferiores a los que realmente pueden alcanzar. Se trata por tanto de estimular la utilización de sistemas más eficientes, que siendo económicamente rentables, permitan alcanzar importantes ahorros de combustible. Los logros que se consigan son importantes, no solamente para el usuario, sino que son también fundamentales para alcanzar loa objetivos nacionales de conservación de la energía.

SUMINISTRO DE COMBUSTIBLE.

La importancia del circuito de combustible estriba en que es el sistema encargado de asegurar el suministro regular del combustible, tanto en presión como en viscosidad (líquidos) a todos los quemadores de la instalación.

El carbón y en general los combustibles sólidos pueden quemarse según dos técnicas diferentes: triturado y pulverizado. Cada una de ellas requiere una preparación del combustible y unos equipos específicos para su alimentación al hogar de la caldera, que son las parrillas y quemadores respectivamente.

Para el carbón que se quema en parrilla se utilizan trituradores, mientras que para la pulverización se emplean molinos-secadores. Desde el punto de vista energético los molinos verticales son los más interesantes, debido a su menor consumo de energía para la misma capacidad de producción.

Por su parte, los combustibles líquidos necesitan ser calefactados para su almacenamiento y transporte. Tanto los tanques de almacenamiento como las tuberías de transporte no se deben calentar por encima de la temperatura requerida, ya que ello ocasiona pérdidas de energía innecesarias.

Todos los tanques y tuberías deben estar convenientemente calorifugados y ser sometidos a exámenes periódicos por si existen fugas, ya que además de las consiguientes pérdidas, originan contaminación y pueden ser la causa de accidentes, siendo un riesgo de incendios.

Si el combustible utilizado es gas natural, es importante que la presión de suministro a la caldera permanezca constante, ya que si hubiese variaciones, entraría más o menos combustible a la caldera independientemente de su carga. En el caso de varias calderas, es aconsejable colocar un contador de gas para cada una de ellas.

PÉRDIDAS POR LOS GASES.

El rendimiento de la combustión tiene un punto óptimo, que corresponde a un determinado exceso de aire. Si en esas condiciones se reduce dicho exceso de aire, el rendimiento de la combustión será menor, al no quemarse completamente todo el combustible, apareciendo así los inquemados con los consiguientes problemas medioambientales.

Si por el contrario, el caudal de aire es excesivo, disminuirá también el rendimiento de la combustión, ya que una parte creciente del calor liberado en la combustión se destinará a calentar ese exceso de aire introducido y que posteriormente será llevado al exterior por la chimenea.

Cuanto más alta sea la temperatura de los gases en la chimenea mayores serán la pérdidas. En combustiones que contengan azufre, la temperatura recomendada está determinada por la denominada **temperatura de rocío ácido**, para así asegurar que no se produzca corrosión por sulfúrico, existiendo diversos tipos de sonda para su determinación.

Presentamos una revisión sumaria de los métodos para reducir las pérdidas por los gases, tanto de los que pueden realizarse sin inversión y que son muy efectivos, como de los que requieren equipos que pueden necesitar varios años para su amortización.

CONTROL DE COMBUSTIÓN.

El exceso de aire para el que se obtiene el rendimiento óptimo depende del tipo de combustible, del diseño de la caldera y el quemador y de su modo de operación.

Para comprobar si la relación aire / combustible es la correcta, el método usual consiste en analizar la composición de los gases que salen de la caldera y medir su temperatura. Para ello se suelen utilizar unos **analizadores de gas** portátiles, que miden la concentración de CO_2, o preferiblemente de O_2, así como la temperatura y en los que se lee directamente el valor de las pérdidas.

En las grandes calderas es recomendable efectuar una monitorización continua de la concentración de oxígeno en los gases, para que el sistema de control efectúe correcciones automáticamente sobre el suministro del aire, con el fin de mantener en todo momento la relación aire / combustible óptima.

De cualquier forma, si los quemadores están limpios y bien mantenidos, los controles de las modernas calderas permiten mantener el exceso de aire recomendado en la mayor parte de su rango de modulación.

PRECALENTADORES DE AIRE.

Aumentar la temperatura del aire de combustión implica mejorar el rendimiento de la caldera. De ahí el interés de los precalentadores de aire, que transfieren la energía de los gases al aire de combustión.

Por cada 55° C de descenso en la temperatura de los humos se consigue una mejora en el rendimiento de la caldera de un 2,5 % . Además, se pueden lograr otras mejoras adicionales, ya que al realizarse la combustión en condiciones más favorables puede reducirse la cantidad de aire necesaria.

Su aplicación está limitada por consideraciones en relación a la corrosión, esto es, por la mínima temperatura aceptable en los humos y también por aspectos medioambientales, ya que al aumentar la temperatura de combustión se aumentan también las emisiones de NO_x .

ECONOMIZADORES.

Transfieren la energía de los gases al agua de alimentación a la caldera . Como en el caso de los precalentadores, un descenso de 55° C en la temperatura de los gases supone una mejora en el rendimiento de la caldera de un 2,5 % .

La principal limitación para su utilización se debe nuevamente a consideraciones en relación con la corrosión. Por ello, son sobre todo empleados cuando el combustible es gas natural, al no estar presente el problema del punto de rocío ácido. Para pequeñas unidades, son generalmente preferidos sobre los calentadores de aire.

LIMPIEZA DE SUPERFICIES DE INTERCAMBIO.

En la combustión de combustibles sólidos y líquidos, y también de gases no limpios, se producen habitualmente partículas sólidas no totalmente quemadas, que se conocen con el nombre genérico de hollines. Estos inquemados se depositan sobre las superficies de intercambio de calor, preferentemente en las zonas frías, actuando de aislantes en la transmisión de calor y provocando, por tanto, el aumento de temperatura de salida de los gases y las consiguientes pérdidas.

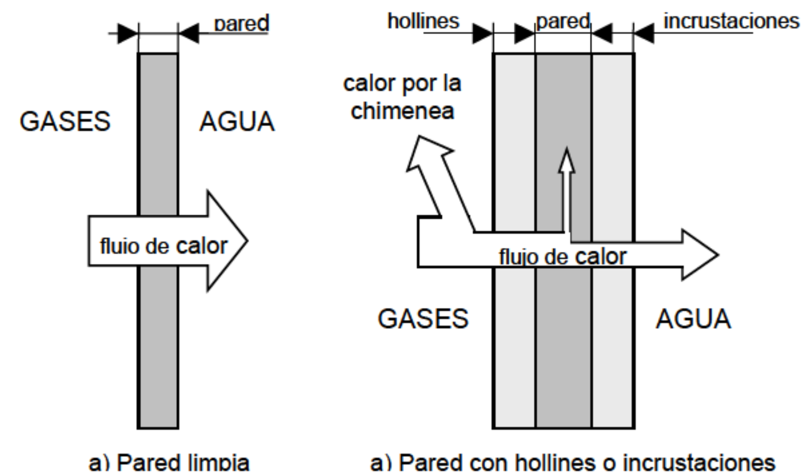


Figura 8.8

Por ello, para un buen funcionamiento de la caldera es fundamental proceder a la limpieza periódica de las superficies de intercambio. A este respecto es conveniente instalar un registrador de temperatura de salida de los gases, de forma que si se detectara un aumento de 20º C, se debe proceder a la limpieza de los tubos.

En la figura 8.8 se pude ver una representación gráfica cualitativa de lo que sucede cuando las paredes de los tubos se recubren con hollines e incrustaciones, efecto este último debido a la calidad no adecuada del agua de alimentación y que será comentado más adelante.

ADITIVOS.

Con el fin de mejorar el control de la combustión, reducir los problemas relacionados con el SO_3 y el rocío ácido, disminuir las emisiones de sólidos por la chimenea, mejorar la atomización de los combustibles líquidos, etc., existen en el mercado diversos tipos de aditivos para su utilización en calderas.

No obstante, se puede decir que en las modernas calderas, si funcionan adecuadamente y se mantienen convenientemente limpias sus superficies de intercambio, la utilización de aditivos reporta pocas ventajas. Ahora bien, si las condiciones de combustión no son adecuadas, las ventajas pueden ser interesantes y a ser tenidas en cuenta.

PÉRDIDAS POR RADIACIÓN.

Con esta denominación se designa a las pérdidas a través de la superficie de la caldera, de forma que se engloba el calor perdido por convección y radiación. En las modernas calderas su valor puede ser inferior al 1 % de la energía aportada por el combustible, si bien en las más antiguas, con viejo diseño y aislamiento en mal estado, puede alcanzar valores de hasta el 10 %.

Dado que las temperaturas en las paredes exteriores de la caldera no varían apreciablemente con la carga, ello implica que las pérdidas por radiación aumentan proporcionalmente cuando ésta disminuye. Por esta razón, al disminuir la carga, el rendimiento de la caldera disminuye igualmente.

De estas consideraciones se extrae la conclusión de que energéticamente es aconsejable utilizar las calderas tan cerca como sea posible de su potencia nominal.

Si se observa que las pérdidas por radiación son excesivas, debe efectuarse una medida de la distribución de temperaturas superficiales y de las condiciones ambientales y recalcularlas nuevamente, sobre todo si anteriormente se habían obtenido por cierre del balance de energía, como suele ser habitual.

Si se confirmase que efectivamente son excesivas, deberán revisarse refractarios y aislamientos, para ver si se trata de un problema que puede resolverse con una reparación local, o si por el contrario, es necesario aumentar el espesor del aislamiento, o incluso, instalar uno nuevo, de mejores propiedades.

PÉRDIDAS POR PURGAS.

La purga es una de las operaciones más importantes en la explotación de una caldera y sin embargo es a menudo descuidada o hecha poco racionalmente. Se trata de la extracción de una cierta cantidad de agua del interior de la caldera, con el fin de evitar una concentración excesiva de sólidos disueltos, Son necesarias, además, las purgas del fondo de la caldera, para eliminar lodos y fangos.

Si la purga es excesiva, el nivel de sólidos de la caldera estaría por debajo del valor admisible. Evidentemente ello no supone ningún inconveniente para su funcionamiento, pero es inadmisible, ya que se tendrían unas pérdidas de energía excesivas, se precisaría más agua de aportación, mayor energía de bombeo y mayor coste de reactivos en el tratamiento del agua.

Si por el contrario se purga poco, la concentración de sólidos en la caldera aumentará por encima del valor admisible, con el consiguiente peligro de arrastre de sales que darán lugar a un aumento de las incrustaciones.

Por consiguiente, bajo un punto de vista económico y de conservación de la energía, es importante efectuar las purgas adecuadamente. Además de extraerse el caudal adecuado, la purga no debe realizarse manualmente y por tanto de forma intermitente, ya que la concentración de sólidos fluctuará, sino que debe ser continua, con lo que se consigue una regulación constante de la concentración.

Las purgas suponen alrededor del 2 % de la energía aportada por el combustible en la caldera. Es una cantidad de energía importante que no debe ser desaprovechada.

CÁLCULO DEL CAUDAL DE PURGAS.

La purga generalmente se realiza extrayendo agua del calderín, agua que tiene una alta concentración en sólidos disueltos y en suspensión. En España la norma UNE-9075 indica los límites recomendables en las características del agua en el interior de las calderas, que varían según sean calderas acuotubulares o pirotubulares.

Para calcular la purga continua necesaria en un caldera es necesario realizar un balance de los distintos elementos a controlar. A modo de ejemplo efectuamos este balance para la salinidad total.

Sea $\dot{m}_V$ el gasto de vapor producido, $\dot{m}_{ag}$ el del agua de alimentación a la caldera y $\dot{m}_P$ el gasto de purga que se quiere determinar. Llamemos S_{ca} a la salinidad total del agua en la caldera (ppm), S_{ap} a la salinidad del agua de aportación (ppm) y sea S_V la impureza en el vapor (ppm), ver figura 8.9

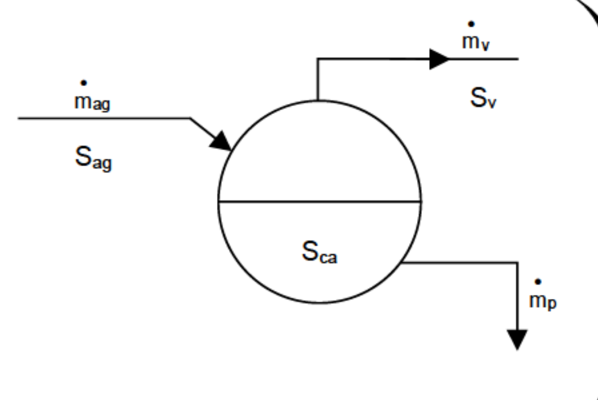


Figura 8.9

Haciendo un balance de masa para el agua y las sales se tiene

$$\dot{m}_{ag} = \dot{m}_V + \dot{m}_P$$
$$\dot{m}_{ag} S_{ag} = \dot{m}_V S_V + \dot{m}_P S_{ca}$$

De estas dos ecuaciones se obtiene que el caudal de purgas es

$$\dot{m}_P = \frac{S_{ag} - S_V}{S_{ca} - S_{ag}} \cdot \dot{m}_V \approx \frac{S_{ag}}{S_{ca} - S_{ag}} \cdot \dot{m}_V \qquad (8.11)$$

Una vez determinado el caudal de purgas se obtiene el término de pérdidas P_3, que como hemos visto es

$$P_3 = \frac{\dot{m}_P \cdot h_P}{\dot{m}_F \cdot PCI} \qquad (8.12)$$

donde h_P es la entalpía específica del agua de la caldera a la temperatura de saturación correspondiente a la presión del calderín.

RECUPERACIÓN DE LA ENTALPIA DE PURGAS.

La entalpía de purgas es parcialmente recuperable, pudiendo variar el porcentaje de recuperación de acuerdo con la inversión que se quiera realizar. La forma más frecuente de recuperar esa entalpía consiste en hacer entrar el agua de purgas en un depósito expansionador, en el que se mantiene una presión inferior a la del caudal extraído, ver figura 8.10 .

Al entrar el caudal en el depósito se produce una expansión brusca y en consecuencia se origina vapor flash. En la figura 8.10 se representa el proceso de expansión brusca y el vapor finalmente obtenido.

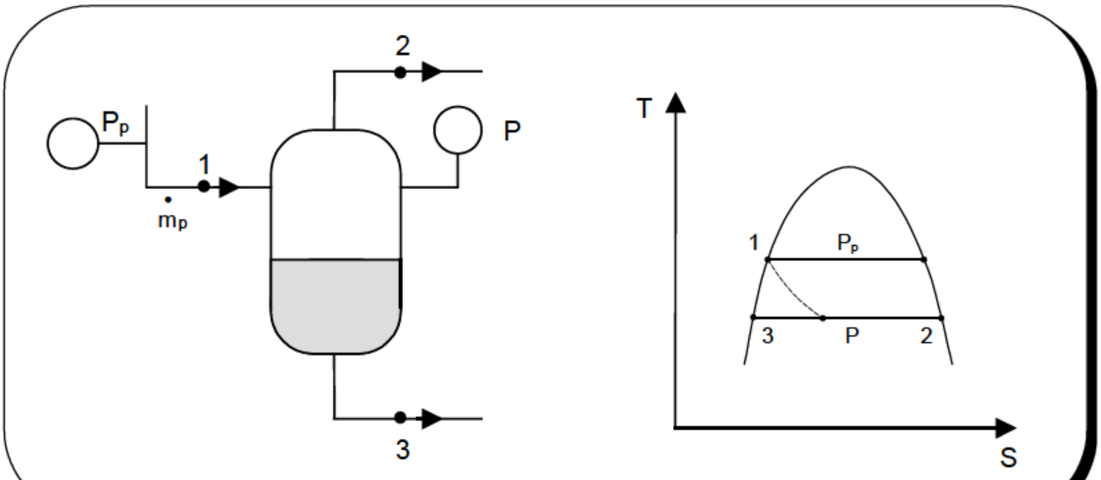


Figura 8.10

Efectuando los balances de masa y energía en el depósito se obtiene

$$\dot{m}_P = \dot{m}_2 + \dot{m}_3$$
$$\dot{m}_P \cdot h_P = \dot{m}_2 \cdot h_2 + \dot{m}_3 \cdot h_3$$

y de esta manera se determina el gasto de vapor flash producido. Este vapor suele utilizarse para el precalentamiento del agua de alimentación a la caldera, favoreciendo además la desgasificación de la misma. Además, la entalpía del agua, $\dot{m}_3 \cdot h_3$, a la salida del depósito suele también utilizarse para precalentar el agua de aportación, tal y como se muestra en el esquema de la figura 8.11 .

Consideremos a modo de ejemplo la caldera de vapor a que antes nos hemos referido, con una producción nominal de 50 t/h. De acuerdo con las características límites del agua en el interior de la caldera, impuestas por el fabricante, el caudal de purgas es de 1,36 t/h, lo que representa unas pérdidas del 0,9 % sobre el combustible consumido.

Si se revaporiza parte de este caudal en un depósito de expansión a 1,5 bar, se obtiene un caudal de vapor a esa presión de 260 kg/h y un caudal de agua de 1,10 t/h. De acuerdo con el esquema de la figura 8.11 si suponemos que a la salida del intercambiador su temperatura es de 40° C, resulta un aprovechamiento de la energía de las purgas del 88 %. Ello supone un ahorro de combustible en la caldera de 262 t/año, que al precio de 14 c/kg representa un ahorro de 36.800 $/año.

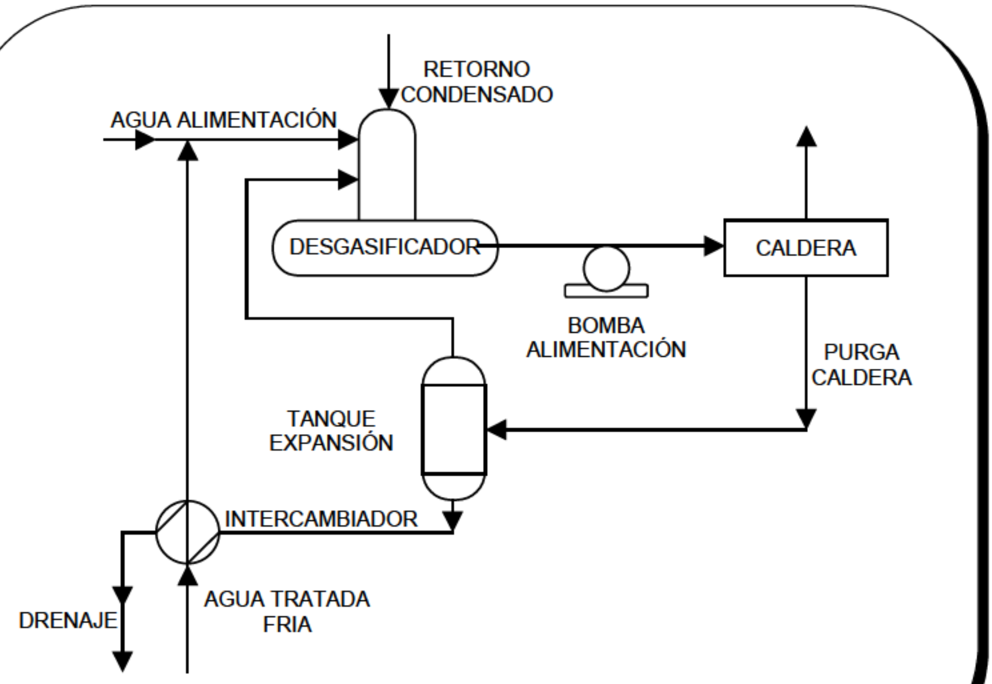


Figura 8.11

TRATAMIENTO DEL AGUA.

Antes del suministro a la caldera, el agua requiere un acondicionamiento previo. Los objetivos de este tratamiento son: mejorar el rendimiento y la seguridad de la caldera, reducir los costes de operación, mantener altas transferencias de calor y evitar corrosiones, incrustaciones y arrastres de espumas y sólidos disueltos.

Tanto si el agua ha sido o no pretratada, siempre se requiere un tratamiento interno en la caldera, que será un complemento del externo en la mayoría de los casos y en algunos, el sustituto del mismo. Evidentemente, cuanto más elevada sea la calidad del sistema de tratamiento tanto menor será la necesidad de purgas.

Las características del agua requerida para alimentación a calderas son muy variables, pues dependen del tipo y diseño de la caldera, así de sus condiciones de servicio y

utilización. Así, las calderas de alta presión requieren una calidad de agua más pura que las de baja presión.

La corrosión y las picaduras de las calderas y accesorios son debidas generalmente a un pH bajo en el agua de alimentación, así como a los gases no condensables (oxígeno y dióxido de carbono principalmente). El pH se corrige mediante un pretratamiento del agua adecuado.

En cuanto a los gases, deben ser eliminados en un desgasificador de tipo térmico, como el representado en la figura 8.11. En él, el agua de alimentación de la caldera se rocía dentro de un depósito. Las gotitas formadas se encuentran con una contracorriente de vapor que se hace barbotear a través del agua, que se recoge en la parte inferior del recipiente.

La desgasificación térmica puede ser complementada, o sustituida en caso de una mala función del desgasificador, por la adición de algún agente químico reductor. Los agentes químicos utilizados con esta finalidad son el sulfito sódico y la hidracina.

CONEXIÓN Y FUNCIONAMIENTO EN EL CASO DE VARIAS CALDERAS.

En el caso frecuente de una instalación de varias calderas, lo ideal seria que cada una estuviera funcionando al máximo rendimiento para su carga y a su vez, que dicha carga fuese aquella para la cual el rendimiento es máximo. Téngase en cuenta que el rendimiento de una caldera varía, además de con la carga, con el diseño, la edad de los equipos y otros factores.

Puesto que las demandas de vapor siguen pautas muy diferentes y variables, no es posible repartir las cargas entre las calderas de manera que éstas estén siempre funcionando al máximo rendimiento. Como norma puede establecerse que las de mayor rendimiento deben funcionar en régimen estacionario, mientras que las menos eficientes deberán emplearse para absorber las variaciones de la demanda de vapor.

Otro aspecto importante a considerar es el correcto conexionado de las calderas, tal y como se muestra en el esquema de la figura 8.12 (a). Una disposición incorrecta, por ejemplo la que se señala en la figura 8.12 (b), origina que la caldera 1 recibiría un exceso de carga.

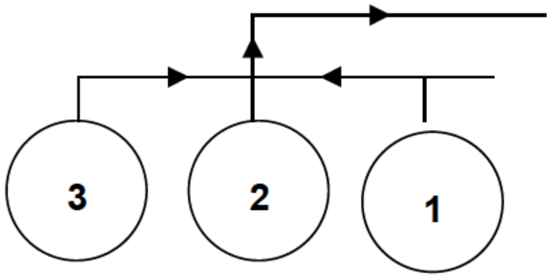


Figura 8.12 (a)

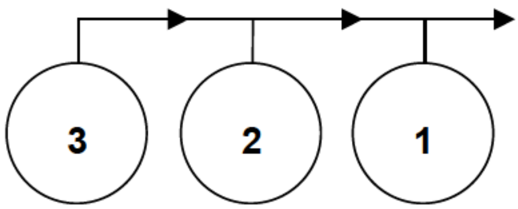


Figura 8.12 (b)

Como consecuencia de ello, la caldera respondería con una caída de presión, acompañada de la expansión del vapor y el agua contenidas en ella, con la consiguiente formación de espuma. Esta respuesta puede llevar a una pérdida de agua y a la parada de la caldera.

De esta forma se trasladaría la demanda a las otras calderas, en un fenómeno en cascada, que ocasionaría la parada total, precisamente en el momento en que es más alta la demanda de vapor.

Señalaremos finalmente que, hasta donde lo permitan los equipos y procesos, es aconsejable reducir la presión de generación. En efecto, una reducción en la presión implica una disminución de la temperatura de saturación y si no existe equipo de recuperación de calor de humos, una similar reducción de la temperatura final de los gases de combustión. Estos ahorros (1 al 2 %) se pueden conseguir sin inversión alguna, siempre naturalmente que los equipos o el proceso puedan trabajar a esa menor presión.

RESUMEN.

Como resumen de los factores que pueden influir en el rendimiento de una caldera de vapor y las acciones que deberían emprenderse para conseguir la óptima utilización del combustible, presentamos la tabla 8.1.

Factores	*Acciones*
• *Rendimiento de combustión*	
- Composición de humos...............................	- Ajuste y control de la combustión - Elección del quemador adecuado - Control de la temperatura
- Temperatura de los humos.........................	- Recuperación del calor: • Economizador • Recuperadores - Limpieza de la caldera
• *Rendimiento global*	
- Perdida de las paredes................................	- Control aislamiento
- Temperatura del agua de alimentación........	- Recuperación de los condensados - Precalentamiento del agua
- Temperatura del vapor...............................	- Presión mínima necesaria
- Conducción de la caldera...........................	- Funcionamiento a carga máxima - Evitar paradas
- Elección de la caldera adecuada..................	- Estudio necesidades reales consumo: • Consumos regulares = calderas compactas • Consumos irregulares = calderas instantáneas

Tabla 8.1 Factores y acciones.

VIII.7 BIBLIOGRAFÍA

1 Uso eficiente en calderas y redes de fluido, IDAE, 1.988.

2 L.G. Yaverbaum, Energy saving by increasing boiler efficiency, Noyes Data Corp., 1.989.

3 Shields, C.D., Boiler, Types, Characteristics and Functions. Mc Graw-Hill, 1.961.

4 Salisbury J.K., Kent's Mechanical Engineers' Handbook., J. Wiley, 1.967.

5 ASME PTC 4-1, Test Code for Steam Generating Units.

LECCIÓN IX CONCEPTOS GENERALES SOBRE MOTORES TÉRMICOS

IX.1 CONCEPTO DE MOTOR TÉRMICO.

Se entiende por **motor térmico** al conjunto de elementos mecánicos que permite obtener energía mecánica a partir de la energía térmica de un fluido, resultante de un proceso de combustión o de reacciones nucleares.

En una lección anterior hemos definido qué se entiende por máquina térmica, y decíamos entonces que es el conjunto de elementos mecánicos que permite intercambiar energía mecánica con el exterior por variaciones de la energía de un fluido comprensible que atraviesa la máquina.

Es importante entender claramente la diferencia. Así, una central térmica en su conjunto es un motor térmico. A partir de la combustión de un determinado combustible se transforma su energía química en trabajo, y finalmente en energía eléctrica. Está constituida básicamente por los elementos siguientes: bomba de alimentación(máquina hidráulica generadora), generador de vapor, turbina de vapor (máquina térmica motora) y condensador.

En una próxima lección estudiaremos la turbina de gas, motor térmico integrado por los componentes siguientes: compresor (máquina térmica generadora), cámara de combustión y expansor de gases (máquina térmica motora).

En estos dos ejemplos citados el motor térmico comprende varios elementos, algunos de ellos maquinas de fluido. Existen, no obstante, motores térmicos en los que es imposible separar la máquina térmica, del elemento donde se genera el fluido con la energía térmica necesaria para su posterior transformación en trabajo. Es el caso de los motores alternativos, en los que no es posible separar elementos del motor que sean máquinas térmicas.

IX.2 CLASIFICACIÓN DE LOS MOTORES TÉRMICOS.

Atendiendo a la naturaleza del fluido que evoluciona a través de los componentes del motor, llamado también agente de transformación, se distinguen dos grandes grupos: motores térmicos de gas y de vapor. En los **motores de gas** el fluido se encuentra siempre en una misma fase gaseosa. Los diferentes estados por los que evoluciona el gas se encuentran alejados de la línea de saturación y a presiones no demasiado elevadas y temperaturas bastante altas. Por ello, con una buena aproximación, el análisis de los correspondientes ciclos termodinámicos se realizará modelizando el comportamiento del gas como si se tratará de un gas ideal.

En los **motores térmicos de vapor** el fluido cambia de estado en los diferentes componentes del motor, de forma que unas veces se encuentra en fase liquida, otras es vapor húmedo y en ocasiones vapor recalentado.

Atendiendo al lugar en que se realiza la combustión se distinguen dos grandes grupos de motores: de combustión externa e interna. En un **motor de combustión externa** (MCE) el fluido de trabajo (agente de transformación) recibe calor de un foco caliente exterior. Este calor es pues transmitido a través de un medio que separa el foco caliente del fluido.

El Segundo Principio nos dice que, puesto que no todo el calor se puede transformar en trabajo, además de recibir calor de una o mas fuentes calientes el fluido deberá a su vez ceder calor a una o más fuentes frías. Así pues, un MCE funciona intercambiando calor como mínimo con dos fuentes, una caliente y otra fría.

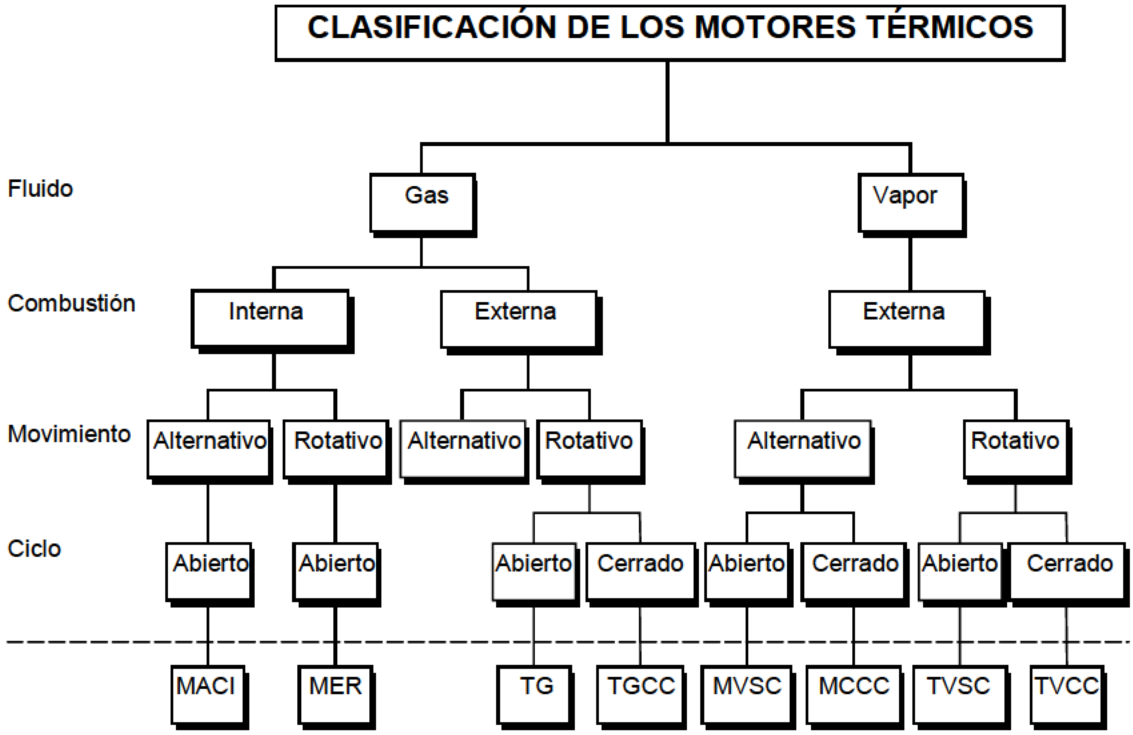
En los **motores de combustión interna** (MCI) el calor no es cedido al fluido desde el exterior, sino que es el propio fluido el que experimenta unas transformaciones fisico-químicas (reacciones de combustión), transformándose su energía interna química en energía interna térmica.

En los MCE el fluido motor, debido a que aumenta su energía térmica mediante el calor intercambiado a través de una pared (no experimentando por tanto transformaciones fisico-químicas), puede evolucionar según un ciclo cerrado. No obstante, un MCI es un sistema abierto que recibe del exterior aire y combustible y del que salen los productos de la combustión resultante.

Puesto que en un MCI la fuente caliente se encuentra en definitiva dentro del propio motor, desaparece la necesidad de disponer de grandes superficies intercambiadoras de calor. Esto hace que sean de construcción más compacta. Además, en un MCE la temperatura máxima del fluido viene limitada por la máxima temperatura permisible para los materiales a través de las cuales se realiza la transferencia de calor. Ahora bien, en un MCI el valor limite máximo puede ser superior, ya que es el propio fluido el foco caliente, estando su temperatura en continua variación.

No es frecuente encontrarse con MCE que operen en ciclo abierto, es decir, como motores de escape libre. El coste del fluido motor así como razones ligadas a su rendimiento y a la potencia especifica aconsejan el empleo de ciclos cerrados.

La tabla que presentamos a continuación recoge de forma esquemática la ubicación de los diferentes motores térmicos existentes, de acuerdo con los criterios de clasificación expuestos.



MACI	-	Motor alternativo de combustión interna
MER	-	Motor de embolo rotativo
TG	-	Turbina de gas
TGCC	-	Turbina de gas de ciclo cerrado
MVSC	-	Expansor de vapor sin condensador
MVCC	-	Expansor de vapor con condensador
TVSC	-	Turbina de vapor sin condensador
TVCC	-	Turbina de vapor con condensador

IX.3 ANÁLISIS TERMODINÁMICO DE LOS MOTORES TÉRMICOS.

Al estudiar un motor térmico(veremos que se sigue el mismo método en el estudio de la maquinas frigoríficas) se analiza en primer lugar el proceso cíclico que describiría el fluido si no hubiera irreversibilidades. Este ciclo ideal es denominado **ciclo de comparación**.

En los MCE si bien efectivamente el fluido describe un proceso cíclico éste no es el caso de los MCI. No obstante, como ya pondremos de manifiesto en una próxima lección, se pueden modelizar los procesos reales como si un fluido describiera un ciclo cerrado. En definitiva, también en el caso de los MCI se define en primer lugar el ciclo de comparación.

Como ya estudiamos en el curso de Termodinámica Fundamental, se define el **rendimiento térmico** de un ciclo de potencia según la expresión siguiente

$$\eta_t = \frac{W}{Q} \qquad (9.1)$$

donde W es el trabajo neto cedido por el fluido y Q el calor transmitido al fluido motor. Interesa que el rendimiento térmico del ciclo de comparación sea lo mas elevado posible, ya que en principio, cuanto mayor sea su valor más alto será el rendimiento térmico del ciclo real y en definitiva el rendimiento resultante del motor. Es pues necesario estudiar de qué factores es dependiente ese coeficiente y que debe hacerse para mejorar su valor.

Ocurre sin embargo que no tiene mucho sentido utilizar como procesos de referencia en el ciclo de comparación cierto tipo de procesos, debido a la imposibilidad técnica de realizar procesos reales a los que puedan servir como modelos o procesos teóricos. Es por ello frecuente elegir ciclos de comparación con un rendimiento térmico inferior a otros teóricamente posibles.

Como ya estudiaremos en las próximas lecciones, ésta es la situación que se presenta en el estudio del motor térmico de vapor y en el de la turbina de gas. En efecto, definidos dos focos, uno caliente y otro frío, la Termodinámica nos dice que el ciclo de máximo rendimiento térmico es el de Carnot. Sin embargo, el ciclo de comparación del motor de vapor es el ciclo de Rankine y para la turbina de gas el ciclo de Joule.

Además del rendimiento térmico hay otras magnitudes que vamos a estudiar en esta lección que nos permiten conocer el grado de idoneidad del ciclo de comparación. Algunas están directamente relacionadas con el rendimiento térmico y otras, como es la relación de trabajos, nos permiten conocer la aptitud de un ciclo de comparación como ciclo de modelo.

Una vez estudiado el ciclo de comparación y consideradas las distintas posibilidades de aumentar su rendimiento, el paso siguiente en el análisis de un motor térmico es el estudio del ciclo real, en el que están ya presentes las pérdidas por irreversibilidades

Dichas pérdidas podemos clasificarlas en dos grupos: internas y externas. Las primeras son las inherentes al ciclo, por ejemplo las pérdidas internas en la expansión de la turbina de vapor, las pérdidas de carga que se originan a lo largo de las conducciones etc. Así pues, las irreversibilidades internas abarcan todas las pérdidas irreversibles que tienen lugar en los procesos experimentados por el fluido motor al describir el ciclo.

Como consecuencia de estas irreversibilidades el rendimiento térmico del ciclo real disminuye. Comparando dicho rendimiento con el del ciclo de comparación, podemos escribir

$$\eta_t' = \frac{W'}{Q} = \frac{W'}{W} . \frac{W}{Q} = \eta_{ic}\eta_t \qquad (9.2)$$

donde η_{ic} es el denominado **rendimiento intrínseco** del ciclo e indica en qué medida el ciclo real es menos perfecto que el reversible.

Además de las irreversibilidades internas, existen otras a las que denominaremos externas, por que son exteriores al propio proceso cíclico y se producen en los procesos mecánicos, térmicos y eléctricos que ocurren en los diversos elementos de un motor térmico. A ellas se refieren las pérdidas por rozamiento en los cojinetes de las turbinas, las pérdidas de calor en las tuberías conductoras, las asociadas al gradiente finito de temperatura entre el fluido motor y los focos caliente y frío, las pérdidas eléctricas en el generador, la energía de los humos que es cedida al ambiente, etc.

Para caracterizar estas pérdidas utilizaremos un rendimiento η_J en cada equipo j; así, el rendimiento en la caldera será la relación entre el aumento de entalpía del fluido motor y la entalpía aportada por el combustible; el rendimiento del generador eléctrico será la relación entre la electricidad producida y el trabajo mecánico en el eje, etc.

En definitiva, definiremos un **rendimiento total** de la instalación motora como la relación entre el trabajo entregado (o energía eléctrica) al consumidor y el combustible utilizado para producir ese trabajo, es decir

$$\eta = \eta_{ic}\eta_t\prod_j \eta_j \qquad (9.3)$$

Tradicionalmente, el análisis termodinámico de los motores térmicos está basado en consideraciones que nacen del Primer Principio y sólo eventualmente se utiliza la entropía. No obstante, en el curso de Termodinámica hemos estudiado el significado de la exergía y cómo, en definitiva, las irreversibilidades originan destrucción de exergía. Por consiguiente, en las próximas lecciones sobre motores utilizaremos el método de análisis exergético.

IX.4 PROCESOS CÍCLICOS EN VOLÚMENES DE CONTROL.

Como ya vimos en el curso de Termodinámica Fundamental al hablar de procesos termodinámicos, un proceso tal que, una vez finalizado, el sistema vuelve al estado inicial, se dice que es un proceso cíclico. Una vez realizado el ciclo, las variables termodinámicas del sistema, esto es, su presión, volumen, energía interna, etc., vuelven a adquirir los valores iniciales. Si el proceso es cuasiestático, se representará en los diagramas termodinámicos mediante una línea cerrada.

Evidentemente, un sistema cerrado puede experimentar un proceso cíclico. Consideremos, por ejemplo, el gas contenido en el interior de un dispositivo cilindro-émbolo, que mediante los intercambios apropiados de calor y trabajo evoluciona hasta alcanzar nuevamente las condiciones iniciales.

Ahora bien, desde un punto de vista técnico, los procesos cíclicos más importantes son los que se realizan en una sucesión de volúmenes de control, de forma que un fluido va cambiando de estado conforme va pasando por los distintos componentes de una instalación (caldera, tubería, turbina, etc.) y vuelve a las condiciones iniciales.

IX.4.1 BALANCES DE ENERGÍA.

En un motor térmico el fluido motor pasa por una serie de componentes dispuestos de manera que la salida de uno de ellos es la entrada para el siguiente y así sucesivamente. Cada uno de estos componentes se puede considerar como un volumen de control, de forma que el fluido motor al pasar a través de todos ellos describe un proceso cíclico, ver figura 9.1.

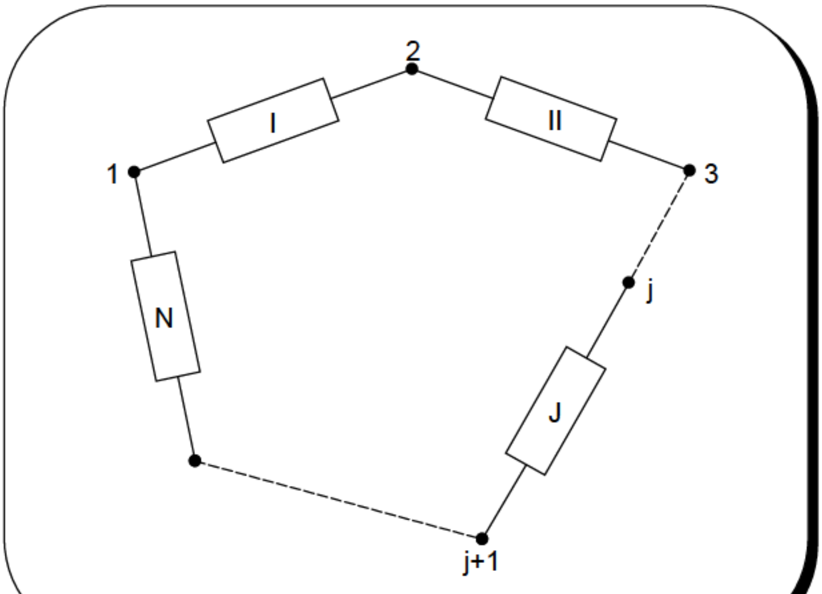


Figura 9.1

Refiriéndonos a la situación en régimen estacionario y considerando para cada volumen de control una sola sección de entrada y salida, del balance de energía en cada volumen de control se tiene

$$q_I - w_{tI} = h_2 - h_1 + \frac{1}{2}\left(v_2^2 - v_1^2\right)$$
$$q_{II} - w_{tII} = h_3 - h_2 + \frac{1}{2}\left(v_3^2 - v_2^2\right)$$
$$\vdots$$
$$q_J - w_{tJ} = h_{j+1} - h_j + \frac{1}{2}\left(v_{j+1}^2 - v_j^2\right)$$
$$\vdots$$

Sumando estas ecuaciones para todos los volúmenes de control que componen la instalación, resulta

$$\sum^{N} q_J = \sum^{N} w_{tJ} \qquad (9.4)$$

es decir, de forma similar a como habíamos visto para procesos cíclicos en sistemas cerrados, para un proceso cíclico que se realiza en una serie de volúmenes de control,

el calor total intercambiado es igual a la suma de los trabajos técnicos intercambiados en cada uno de ellos.

Evidentemente, si todos los procesos parciales fueran cuasiestáticos, se podría escribir

$$w_j = -\int_{P_j}^{P_{j+1}} vdp - \left| w_{rj} \right| - \frac{1}{2}\left(v_{j+1}^2 - v_j^2\right)$$

de manera que el trabajo técnico especifico para el ciclo sería

$$w_t = -\oint vdp - \left| w_r \right|$$

siendo

$$\left| w_r \right| = \sum \left| w_{rj} \right|$$

Si el proceso cíclico fuera ideal, es decir, todos y cada uno de los procesos elementales fueran reversibles, en ese caso

$$w_t = -\oint vdp = q$$

siendo $q = \sum q_j$ el calor total intercambiado en el ciclo. Si representásemos el proceso cíclico en un diagrama P-v, el área encerrada dentro de la línea representará el trabajo técnico intercambiado en el ciclo y de acuerdo con la igualdad anterior, también el calor.

IX.4.2 BALANCES DE EXERGÍA.

Refiriéndonos nuevamente a la figura 9.1 que representa el conjunto de volúmenes de control que constituyen un cierto motor térmico y efectuando los correspondientes balances de exergía, se tiene

$$\int_{I} (1 - T_a/T) dq - w_{tI} = b_{f2} - b_{f1} + \tfrac{1}{2}(v_2^2 - v_1^2) + i_I$$

$$\int_{II} (1 - T_a/T) dq - w_{tII} = b_{f3} - b_{f2} + \tfrac{1}{2}(v_3^2 - v_2^2) + i_{II}$$

$$\vdots$$

$$\int_{J} (1 - T_a/T) dq_J - w_{tJ} = b_{fj+1} - b_{fj} + \tfrac{1}{2}(v_{j+1}^2 - v_j^2) + i_J$$

$$\vdots$$

y sumando para todos ellos resulta

$$\sum_{J=1}^{N} \int (1 - T_a/T)dp = \sum_{J=1}^{N} w_{tJ} + \sum_{J=1}^{N} i_J \qquad (9.5)$$

ecuación que refleja el balance de exergía y claramente nos indica que la destrucción total de exergía es la suma de las destrucciones de exergía que se producen en cada uno de los volúmenes de control que integran la instalación.

A modo de ejemplo, consideremos una máquina térmica en la que T_I y T_{II} son las temperaturas de los focos caliente y frío respectivamente. Supongamos que la temperatura del agente de transformación, mientras intercambia calor con el foco caliente, es T_1 , en general variable, y sea T_2 su temperatura mientras cede calor al foco frío, también en general variable y superior a la temperatura ambiental Ta.

En lugar de por unidad de masa consideramos ahora los balances referidos a la unidad de tiempo. Siendo $\dot{Q}_1$ y $\dot{Q}_2$ los calores intercambiados con los focos caliente y frío, $\dot{W}$ el trabajo cedido e $\dot{I}_i$ la destrucción interna de exergía todo ello por unidad de tiempo, haciendo un balance de emergía para el proceso cíclico considerado, se tiene

$$\int\left(1-\frac{T_a}{T_1}\right)d\dot{Q}_1-\int\left(1-\frac{T_a}{T_2}\right)\left|dQ_2\right|-W=I_i$$

Por otra parte, la exergía destruida por la transmisión de calor irreversible entre el foco caliente y el agente de transformación es

$$\dot{I}_c = T_a\left(\frac{\dot{Q}_1}{T_I}-\int\frac{d\dot{Q}_1}{T_1}\right)$$

y análogamente, la exergía destruida en la transmisión de calor con el foco frío

$$\dot{I}_f = T_a\left(\frac{|\dot{Q}_2|}{T_{II}}-\int\frac{|d\dot{Q}_2|}{T_2}\right)$$

En definitiva, considerando las irreversibilidades internas y externas, del balance global de exergía resulta

$$\left(1-\frac{T_a}{T_I}\right)\dot{Q}_1-\left(1-\frac{T_a}{T_{II}}\right)\left|\dot{Q}_2\right|-\dot{W}=\sum I \qquad (9.6)$$

De la misma forma que para la energía con los diagramas de Sankey, suele ser muy conveniente representar los balances de exergía de una instalación en forma gráfica,

obteniéndose así el diagrama de flujo de exergía correspondiente. Estos diagramas nos permiten conocer de forma rápida el estado energético en que se encuentra la instalación y los distintos lugares en que tiene lugar la destrucción de exergía.

Si el foco frío fuera la atmósfera, en ese caso $T_{II} = T_a$ de manera que la ecuación del balance anterior sería ahora

$$\left(1-\frac{T_a}{T_I}\right)\dot{Q}_1-\dot{W}=\sum \dot{I} \tag{9.7}$$

En la figura 9.2 representamos el correspondiente diagrama de flujo de exergía, al que comparamos con el de energía. Como se observa, existen unas diferencias fundamentales entre ambos. En efecto, mientras la energía se conserva, en el balance de exergía existe un término que representa la destrucción. Por otra parte, el calor cedido al foco frío es una fracción importante de Q1, mientras que su flujo de exergía asociado es nulo.

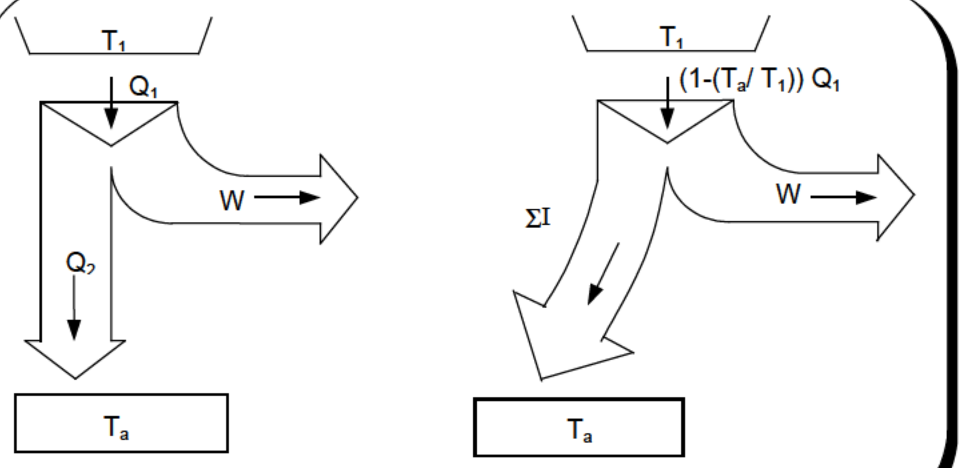


Figura 9.2

Por último, definiremos el **rendimiento exergético del ciclo** como la relación entre el trabajo neto producido y la exergía aportada. Por tanto

$$\phi=\frac{\dot{W}}{\left(1-{T_a}/{T_I}\right)\dot{Q}_1}=1-\frac{\sum \dot{I}}{\left(1-{T_a}/{T_I}\right)\dot{Q}_1} \tag{9.8}$$

A diferencia de los que ocurría con el rendimiento térmico, este coeficiente toma el valor unidad cuando el ciclo es reversible, es decir, para la máquina de Carnot. Ello es debido a que, mientras en la definición del rendimiento térmico se comparan directamente dos formas de energía de distinta calidad, ahora se tienen en cuenta

esas distintas calidades y se comparan sus correspondientes contenidos en exergía. La relación que liga a ambos rendimientos es evidentemente

$$\phi = \frac{\eta}{\left(1 - {T_a}/{T_I}\right)} \tag{9.9}$$

IX.5 PARÁMETROS PARA LA VALORACIÓN DE LOS CICLOS DE COMPARACIÓN.

A la hora de definir un ciclo de comparación ya hemos dicho que en principio se elige el de rendimiento térmico más elevado, ya que cuanto mayor sea éste mayor será el del ciclo real y en definitiva, tanto más elevado el rendimiento resultante del motor térmico.

En ocasiones, en lugar de utilizar directamente el rendimiento térmico puede ser útil definir ciertos parámetros más fáciles de valorar y que están directamente relacionados con el rendimiento térmico. Por esta razón se define el coeficiente de utilización y la temperatura media termodinámica.

Además es importante poder valorar los efectos negativos que van a tener las irreversibilidades una vez que estas se tengan en cuenta en el ciclo real. Para ello se define un parámetro denominado relacione de trabajos que estudiaremos a continuación.

IX.5.1 COEFICIENTE DE UTILIZACIÓN.

Fijadas unas temperaturas extremas de absorción y cesión de calor, el ciclo de Carnot es el de máximo rendimiento, siendo el de cualquier otro ciclo reversible menor. Esta afirmación, que nos es ya conocida, resulta fácil de demostrar. En efecto, consideremos el ciclo de Carnot de la figura 9.3(a) y comparemos su rendimiento con el del ciclo reversible A, en el que la absorción y cesión de calor se efectúa a temperatura variable.

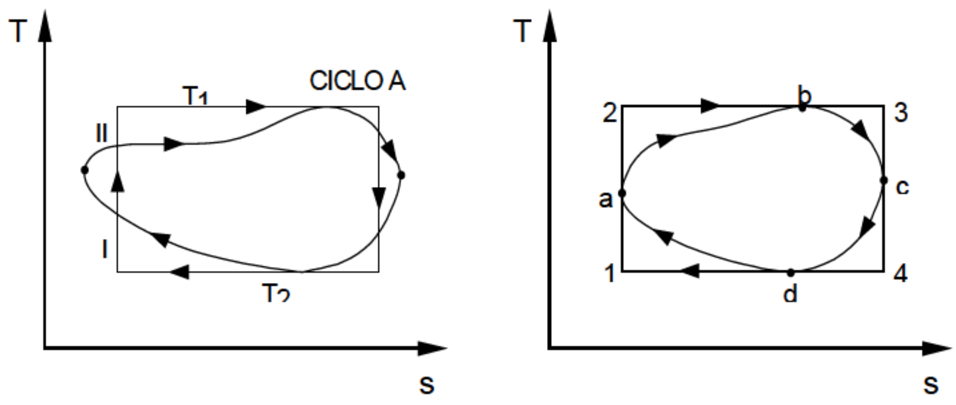


Figura 9.3

Siendo I la parte del ciclo A en el que el calor es absorbido por el fluido, podemos escribir

$$\int_{(I)} \frac{dQ}{T} > \int \frac{dQ}{T_1} = \frac{Q_1}{T_1}$$

donde Q_1 es el calor total absorbido. De modo similar, siendo II la parte del ciclo en la que tiene lugar la cesión de calor y llamando Q2 al calor total cedido, se tiene

$$\int_{(II)} \frac{dQ}{T} < \int \frac{|dQ|}{T_2} = \frac{|Q_2|}{T_2}$$

Puesto que según la igualdad de Clausius

$$\int_{(I)} \frac{dQ}{T} = \int_{(II)} \frac{dQ}{T}$$

de acuerdo con las desigualdades anteriores podemos escribir

$$\frac{Q_1}{T_1} < \frac{|Q_2|}{T_2}$$

es decir

$$\frac{T_2}{T_1} < \frac{|Q_2|}{Q_1}$$

y por consiguiente

$$1 - \frac{T_2}{T_1} > 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1} \qquad (9.10)$$

donde el término de la izquierda de la desigualdad es el rendimiento de Carnot y el de la derecha el del ciclo reversible A considerado.

Para conocer el grado de interés que puede tener un ciclo de comparación lo que se hace es comparar su rendimiento térmico con el del ciclo de Carnot efectuado entre las temperaturas límites del ciclo que se considera. Dado que el cálculo del rendimiento puede resultar a veces un tanto engorroso, ya que se requiere determinar los calores intercambiados Q_1 y Q_2, un método que se utiliza para valorar el ciclo reversible de comparación consiste en la determinación del llamado **coeficiente de utilización**.

Se define el coeficiente de utilización como la relación entre el área del ciclo en un diagrama T-s y el del ciclo de Carnot correspondiente, es decir, el efectuado en el mismo intervalo de temperatura y entropía, véase figura 9.3 (b). De dos ciclos efectuados en un mismo intervalo de temperaturas, tendrá mayor rendimiento aquel cuyo coeficiente de utilización sea mayor.

IX.5.2 TEMPERATURA MEDIA TERMODINÁMICA.

Un segundo procedimiento de comparar los rendimientos de los ciclos reversibles consiste en la utilización de la temperatura media termodinámica. Consideremos nuevamente el ciclo reversible A de la figura 9.3 (a). En la parte del ciclo $1 \overset{(I)}{\rightarrow} 2$ el sistema absorbe calor a temperatura variable, mientras que de $2 \overset{(II)}{\rightarrow} 1$ lo cede, también a temperatura variable.

Definimos la **temperatura media termodinámica** en la absorción de calor de modo que

$$T_{1m} = \frac{(I)\int_1^2 Tds}{s_2 - s_1} \qquad (9.11)$$

y análogamente en la cesión de calor

$$T_{2m} = \frac{(II)\int_2^1 Tds}{s_1 - s_2}$$

Por consiguiente, la temperatura media termodinámica de un proceso reversible cualquiera es aquella temperatura para la cual, un proceso isotermo en el que tiene lugar el mismo calor intercambiado que en el proceso considerado, originaría la misma variación de entropía. Resulta entonces que el rendimiento térmico del ciclo se puede expresar de la manera siguiente

$$\eta = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{T_{2m}}{T_{1m}} = \eta_c(T_{1m}, T_{2m}) \qquad (9.12)$$

Así pues, el interés de definir estas temperaturas estriba en que permiten definir el rendimiento de un ciclo reversible cualquiera mediante una expresión que es similar a la del ciclo de Carnot. Evidentemente, el rendimiento térmico de un ciclo es tanto mayor cuanto más alta sea la temperatura media termodinámica de absorción de calor y cuanto más baja la de cesión.

En el caso de que la absorción de calor por parte del fluido tuviera lugar según un proceso de derrame, siendo despreciable la energía cinética, se tendría

$$T_m = \frac{h_f - h_i}{s_f - s_i} \qquad (9.13)$$

donde i,f son los estados inicial y final en el derrame considerado. Puesto que según sabemos un proceso de derrame sin rozamientos es isóbaro y considerando que la capacidad térmica específica del fluido no varía entre ambos estados, se tiene

$$h_f - h_i = c_p(T_f - T_i) \qquad s_f - s_i = c_p \ln\frac{T_f}{T_i} \qquad (P = cte)$$

y por consiguiente

$$T_m = \frac{T_f - T_i}{\ln\left(T_f / T_i\right)} \qquad (9.14)$$

que, como vemos, coincide con la media logarítmica de las temperaturas T_i y T_f.

IX.5.3 RELACIÓN DE TRABAJOS.

Por último, una magnitud muy útil para valorar el interés de un ciclo ideal y para compararlo con otros es la denominada relación de trabajos. En todo proceso cíclico en el que el agente de transformación atraviesa una serie de volúmenes de control (turbinas, intercambiadores de calor, compresores, etc.), el trabajo neto obtenido es la diferencia entre un trabajo cedido (positivo) y un trabajo que hay que suministrar en alguna parte del ciclo (negativo).

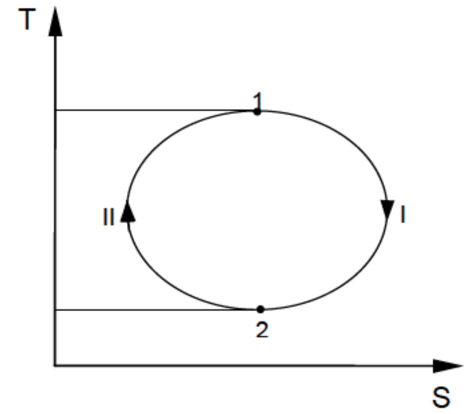


Figura 9.4

Considerando el ciclo de la figura 9.4, el trabajo neto obtenido es

$$w_t = -\oint v dp = w_t^+ - \left|w_t^-\right| = -(I)\int_1^2 v dp - \left|(II)\int_2^1 v dp\right|$$

Pues bien, se define la **relación de trabajos** según

$$r_W = \frac{w_t}{w_t^+} = 1 - \frac{\left|w_t^-\right|}{w_t^+} \tag{9.15}$$

Cuando, una vez analizado el ciclo de comparación, se pasa a estudiar el ciclo real, el trabajo (positivo) que se obtenga será indudablemente menor y el trabajo a suministrar mayor (en valor absoluto), dependiendo naturalmente del grado de irreversibilidad. En efecto

$$w_t^{'+} = \eta^+ \cdot w_t^+ \quad y \qquad w_t^{'-} = \frac{1}{\eta^-} w_t^-$$

donde η^+ y η^- son menores que la unidad. Así, para una turbina y un compresor esos coeficientes son los correspondientes rendimientos isoentrópicos. En definitiva, el trabajo neto que se obtendrá del ciclo real será

$$w_t^{'} = \eta^+ \cdot w_t^+ - \frac{1}{\eta^-}\left|w_t^-\right|$$

de modo que

$$\frac{w_t^{'}}{w_t} = \frac{1}{r_W}\left(\eta^+ - \frac{1}{\eta^-}\right) + \frac{1}{\eta^-} \tag{9.16}$$

En la figura 9.5 se representa esta relación en función de r_W, haciendo $\eta^+ = \eta^-$ y para distintos valores de este rendimiento. Se ve claramente que el trabajo que se puede obtener de una máquina térmica, cuando del ciclo de comparación se pasa al ciclo real correspondiente, disminuye conforme se reduce la relación de trabajos, es decir, cuanto más próximos sean entre sí los trabajos W_t^+ y $|W_t^-|$.

Precisamente, la razón fundamental por la que la turbina de gas industrial ha tenido que esperar hasta estos últimos años para su implantación, está en que su relación de trabajos es baja y ha habido que disponer de turbinas y compresores con unos buenos diseños y elevados rendimientos para que estas máquinas fueran competitivas.

En definitiva, un proceso de comparación además de tener una temperatura media de absorción de calor alta y de cesión baja es tanto más interesante cuanto mayor sea su relación de trabajos.

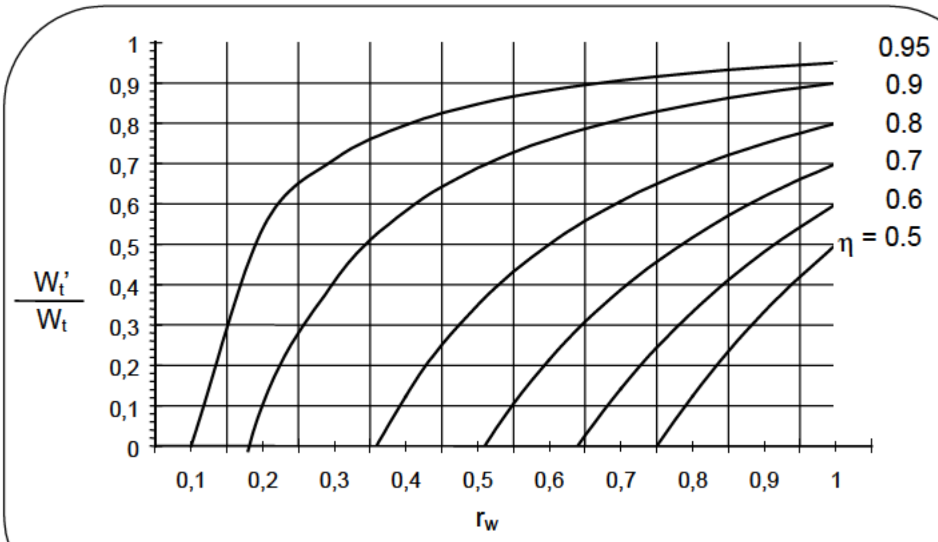


Figura 9.5

IX.6 EL CICLO DE CARNOT CON VAPOR DE AGUA.

Hemos visto que, en la transformación de calor en trabajo, el máximo rendimiento que se puede lograr viene impuesto por las temperaturas de los focos caliente y frío. Ese rendimiento, que sólo se puede alcanzar en la máquina reversible, es el rendimiento de Carnot

$$\eta = 1 - {T_2}/{T_1}$$

De acuerdo con esta expresión, es claro que el rendimiento es tanto mayor cuanto más alta es la temperatura del foco caliente y más baja la del foco frío.

En el motor térmico de vapor, el foco caliente lo constituye los gases resultantes de la combustión, de forma que, en principio, el valor máximo de T_1 vendría determinado por la temperatura máxima que se pueda alcanzar en la combustión. Respecto al foco frío, la mínima temperatura disponible es la ambiental, pudiéndose utilizar bien el caudal de algún río, el aire atmosférico, etc. En definitiva, está ya fijado el máximo valor de T_1 y el mínimo de T_2.

Una vez elegida el agua como fluido motor y dado que el ciclo de Carnot entre esas temperaturas extremas es el de máximo rendimiento térmico, lo lógico sería como paso siguiente tratar de encontrar los dispositivos técnicos apropiados que permitan realizar todo lo más aproximadamente posible ese ciclo de Carnot, en una palabra, elegir el ciclo de Carnot como **ciclo de comparación.**

Sin embargo, existen razones de tipo práctico que aconsejan no utilizar el de Carnot como ciclo de comparación para el motor de vapor. En primer lugar, no existen materiales que puedan soportar de modo continuo esa máxima temperatura que se puede alcanzar en la combustión, de forma que en lugar del ciclo de Carnot I de la figura 9.6, podría pensarse en elegir uno tal como el II.

Pero nuevamente, ése no sería un ciclo de comparación muy útil. En efecto, no existe ningún equipo en el que pueda realizarse, ni siquiera de forma aproximada, una expansión isoterma (o una compresión) tal y como la que se supone en el ciclo II. En teoría, esa expansión isoterma requeriría para su realización de una serie infinita de turbinas adiabáticas e intercambiadores calentadores intermedios. Así pues, desde un punto de vista práctico, el proceso es irrealizable.

Sin embargo, en la zona de vapor húmedo, una expansión o compresión isoterma es realizable, ya que en esa zona de estados las isotermas coinciden con las isóbaras y un proceso isóbaro de intercambio de calor se puede realizar idealmente en un intercambiador.

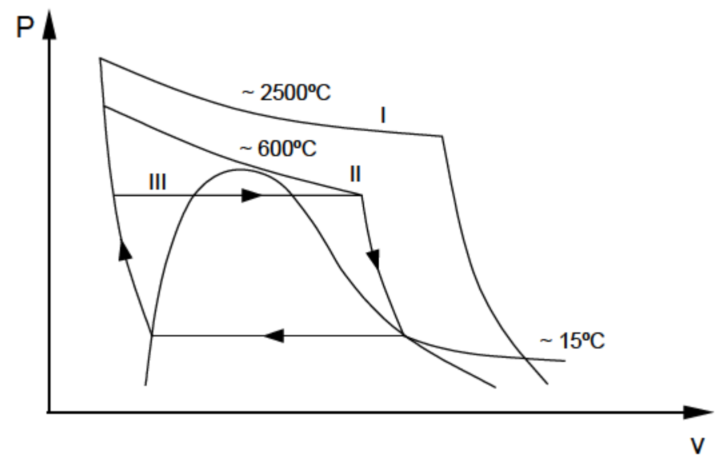


Figura 9.6

En la figura 9.7 a y b se representa el ciclo de Carnot con vapor de agua en los diagramas T-s y h-s.

La figura 9.8 representa el esquema de los componentes básicos de la instalación para realizar este ciclo de Carnot. A la entrada de la bomba B el agua se encuentra como vapor húmedo de bajo título a una temperatura próxima a la ambiental y a la presión de vapor correspondiente, estado 1. En la bomba, el vapor húmedo se comprime hasta el estado de líquido saturado, estado 2. A continuación, ese líquido saturado pasa por el generador de vapor.

En el generador de vapor tiene lugar la producción de vapor, a expensas de la energía química del combustible. Mediante la combustión de ese combustible se generan unos gases a alta temperatura que ceden calor al agua y la evaporan hasta alcanzar el estado de vapor saturado, punto 3.

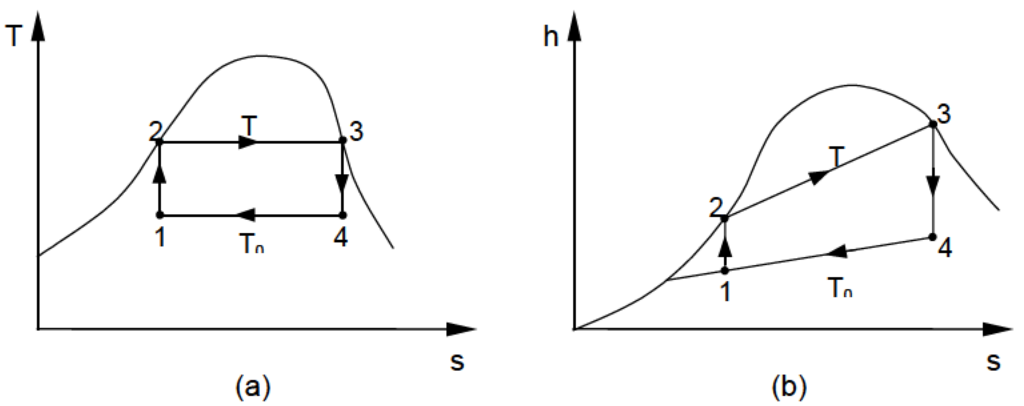


Figura 9.7

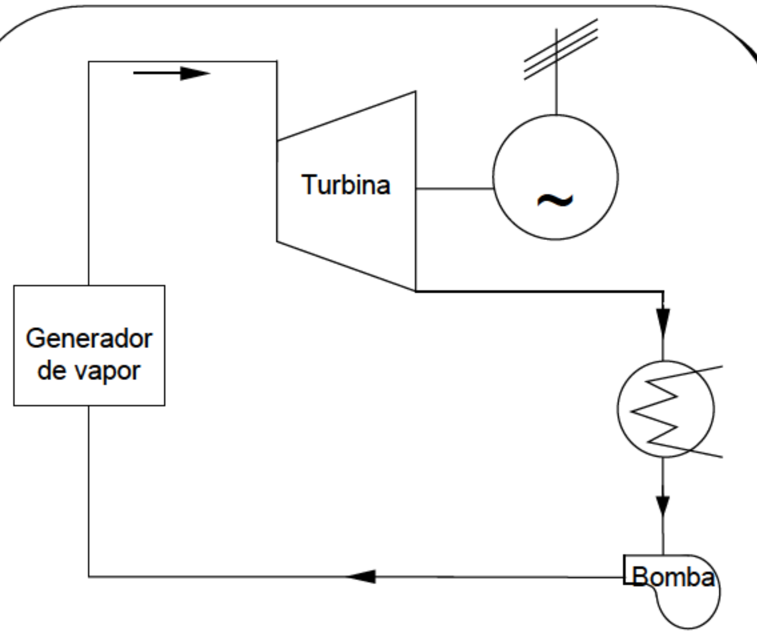


Figura 9.8

El vapor que sale del generador entra en una turbina donde se expansiona hasta la presión de condensación, estado 4. Finalmente, dicho vapor pasa por un intercambiador condensador, donde mediante agua de refrigeración se consigue condensar hasta volver nuevamente al estado inicial de vapor húmedo 1.

De esta manera, el fluido motor, agua en este caso, experimentaría un proceso cíclico consistente en dos isotermas (isóbaras) en el generador de vapor y en el condensador y dos isoentrópicas en la bomba y en la turbina de vapor.

Efectuando los correspondientes balances de energía en cada uno de los volúmenes de control considerados, se tiene:

-Generador de vapor $q = h_3 - h_2$

-Turbina de vapor $w_T = h_3 - h_4$

-Condensador $|q_0| = h_4 - h_1$

-Bomba $|w_B| = h_2 - h_1$

verificándose por tanto la ecuación siguiente

$$q - |q_0| = w_T - |w_B|$$

El rendimiento térmico del ciclo es

$$\eta_t = \frac{w_T - |w_B|}{q} = \frac{(h_3 - h_4) - (h_2 - h_1)}{h_3 - h_2} = 1 - \frac{h_4 - h_1}{h_3 - h_2}$$

Puesto que $h_4 - h_1 = T_0(s_4 - s_1)$ y $h_3 - h_2 = T(s_3 - s_2) = T(s_4 - s_1)$ resulta finalmente que

$$\eta_t = 1 - \frac{T_0}{T}$$

Los inconvenientes de este ciclo de Carnot como ciclo de comparación son los siguientes:

-El rendimiento térmico del ciclo es bajo, ya que en cualquier caso $T<T_c$ =647,3 K. El rendimiento aumentaría disminuyendo T_0, pero esta temperatura tiene un límite inferior, ya que no puede ser más baja que la temperatura del agua de refrigeración del condensador.

-La relación de trabajos es muy desfavorable, o dicho de otra manera, el trabajo neto del ciclo $w_T - |w_b|$ es pequeño, debido a que $|w_b|$ es grande al realizarse la compresión de un vapor húmedo. Este es precisamente el mayor inconveniente y el que definitivamente hace que el ciclo de Carnot no pueda ser utilizado como ciclo de comparación.

-Los rendimientos internos, tanto de la bomba como de la turbina, serían muy bajos, al trabajar con vapor húmedo

Por todas estas razones y las anteriormente expuestas el ciclo de Carnot no se utiliza nunca como ciclo de comparación de las centrales térmicas.

IX.7 EL CICLO DE CARNOT CON GAS.

De la misma forma que ocurre en el motor térmico de vapor vamos también a comprobar que el ciclo de Carnot no nos sirve como ciclo de comparación de un motor térmico de gas. En este caso el fluido motor que describe el proceso cíclico es un gas, pudiendo ser aire o un gas inerte como Ar, etc..

El ciclo de Carnot de gas podría realizarse en una instalación reversible como la esquematizada en la figura 9.9 (a). El gas se comprime isoentrópicamente de 1 a 2 y a continuación experimenta una expansión isoterma desde el estado 2 al 3. Acto seguido se expansiona nuevamente según un proceso isoentrópico desde el estado 3 al 4 y finalmente se comprime a temperatura constante desde 4 hasta 1, recuperando así nuevamente el estado inicial.

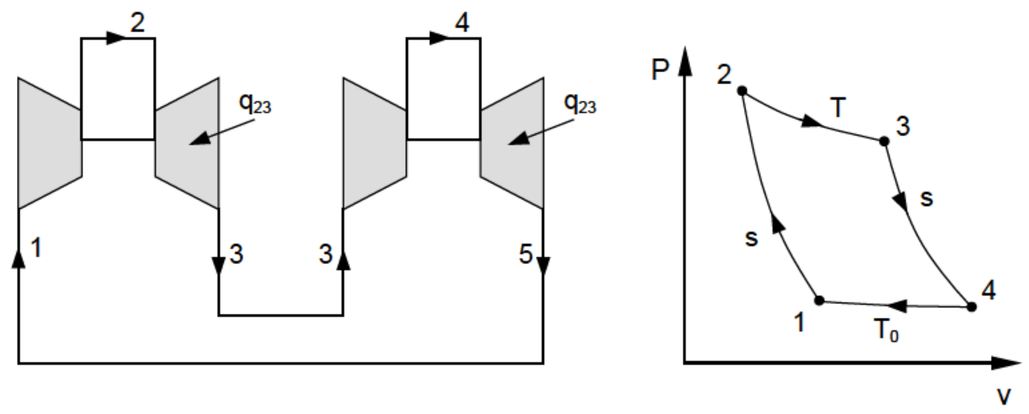


Figura 9.9

Considerando que el fluido motor es un gas ideal se tiene

-Compresión 1-2 $\quad w_C = -c_p(T - T_0)$

-Expansión 2-3 $\quad w_T = c_p(T - T_0)$

-Expansión 3-4 $\quad q_{23} = w_T = RT \ln P_2/P_3$

-Compresión 4-1 $\quad q_{41} = w_c = RT_0 \ln P_4/P_1$

Teniendo en cuenta que

$$P_1 T_0^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = P_2 T^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \qquad\qquad P_4 T_0^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = P_3 T^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$$

resulta que

$$\frac{P_2}{P_3} = \frac{P_1}{P_4}$$

por lo que el trabajo neto del ciclo es

$$\sum w_t = R(T - T_0)\ln P_2/P_3$$

y por consiguiente, el rendimiento térmico es

$$\eta_t = \frac{\sum w_t}{q_{23}} = 1 - \frac{T_0}{T}$$

La figura 9.10 representa el ciclo de Carnot en un diagrama T-s. Evidentemente el rendimiento térmico se hace cero para $T=T_0$ y, fijada una temperatura T_0, aumenta conforme T aumenta. Tal y como se aprecia en la figura, una vez fijada la presión mínima del ciclo $P_4 = P_{min}$ y la presión máxima $P_2 = P_{max}$., el rendimiento se hace máximo cuando el estado 2 coincide con 3, es decir

$$\frac{T_2}{T_4} = \frac{T}{T_0} = \left(\frac{P_{max}}{P_{min}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

siendo entonces el valor del rendimiento

$$(\eta_t)_{max} = 1 - \left(\frac{P_{max}}{P_{min}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \qquad (9.17)$$

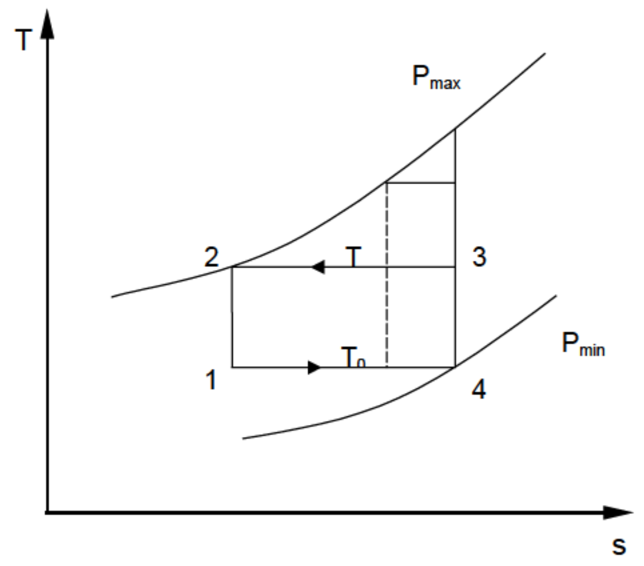


Figura 9.10

Evidentemente, en esta situación extrema el trabajo neto obtenido es nulo. El trabajo neto se hace también cero para $T = T_0$ y entre ambos valores existe una temperatura que maximiza el trabajo neto obtenido.

De cualquier forma si representamos este rendimiento térmico máximo en función de la relación de presiones, ec. (9.17), vemos que para llegar a obtener un valor aceptable se necesita una relación de presiones muy elevada, véase figura 9.11.

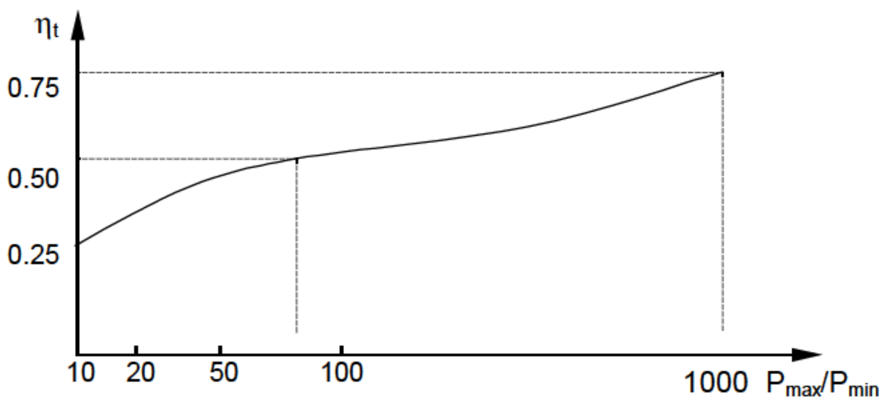


Figura 9.11

Son numerosos los inconvenientes que presenta este ciclo de Carnot como ciclo de comparación, a saber:

- Tal y como acabamos de comprobar se requiere una muy elevada relación de presiones para que el rendimiento térmico del ciclo tenga un valor aceptable.

- La relación de trabajos es muy desfavorable. En efecto, cuando en el ciclo real se tengan en cuenta las irreversibilidades todo el trabajo perdido por las cuatro máquinas debe proceder del trabajo de expansión isoterma 2-3, por lo que el trabajo neto resultante quedará muy disminuido.

- Los procesos de compresión y sobre todo de expansión isoterma se realizan difícilmente y con bajos rendimientos. Una forma de aproximarse a la expansión isoterma es realizar expansiones adiabáticas escalonadas con enfriamiento intermedio, pero ello requeriría una instalación compleja y unos elevados costes de operación.

Como consecuencia de todo esto, los intentos que ha habido de construir un motor de gas utilizando como ciclo de comparación el ciclo de Carnot han finalizado en fracaso. El ciclo de Carnot no es por lo tanto un ciclo de comparación válido.

IX.8 BIBLIOGRAFÍA

1 R.E. Balzhiser, M.R. Samuels, Termodinámica para Ingenieros, Prentice-Hall, 1.987.

2 T.D. Eastop, A. Mc. Conkey, Applied Thermodynamics for Engineering Technologists, Longman Group, 1.986.

3 Central Electricity Generating Board, Modern Power Station Practice, Vols. 1, 2, 3 y 4, Pergamon Press, 1.982.

4 V. Ya. Rizhkin, Centrales Termoeléctricas, vols. 1 y 2, Mir, 1.979.

5 V. Kadembi, M. Prasad, Conversión de Energía, Vols. 1 y 2, Limusa, 1.984.

LECCIÓN X CENTRALES TERMOELÉCTRICAS DE VAPOR

X.1 EL CICLO DE RANKINE.

Ya hemos estudiado en la lección anterior que el ciclo de Carnot no es apropiado como ciclo de comparación de un motor térmico de vapor. Sin embargo, los inconvenientes que hemos comentado para el ciclo de Carnot pueden superarse si introducimos las modificaciones que comentamos a continuación.

Si prolongamos la condensación hasta la curva límite superior, la compresión se realizará en fase líquida, con lo que el trabajo de compresión se reduce drásticamente y aumenta el trabajo neto del ciclo. Además, el proceso de absorción de calor en lugar de ser isotermo se sustituye por uno isobárico. De esta manera el agua se calienta isobáricamente a la presión de la caldera hasta la temperatura de saturación, para después evaporarse a presión y temperatura constante y por último, el vapor se recalienta a presión constante hasta la temperatura deseada. Al ciclo resultante, consistente en dos isoentrópicos y dos isóbaras se le denomina **ciclo de Rankine**.

La figura 10.1 representa un esquema de la instalación para realizar un ciclo de Rankine. Consta básicamente de cuatro elementos: generador de vapor con sobrecalentador, turbina de vapor, condensador y bomba de alimentación. Están unidos

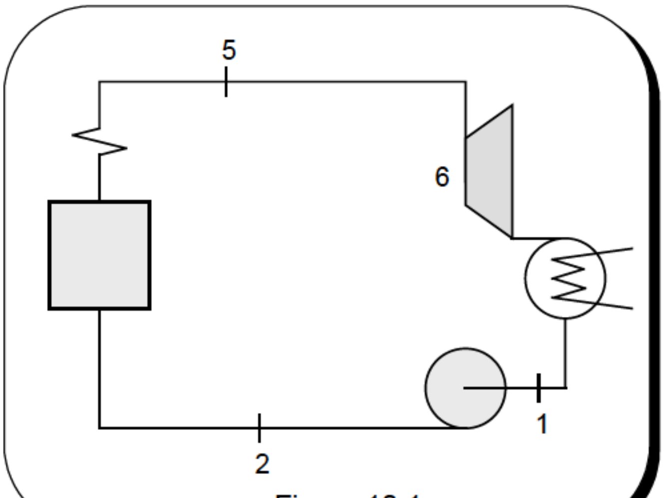


Figura 10.1

a través de unas tuberías por las que fluye el fluido motor agua.

En la figura 10.2 se representa el ciclo de Rankine en los diagramas T-s y h-s. La bomba de alimentación comprime el líquido saturado (estado 1) desde la presión del condensador a la del generador de vapor. En el generador el agua se calienta isobáricamente, a continuación se evapora y finalmente el vapor se recalienta hasta alcanzar el estado 3.

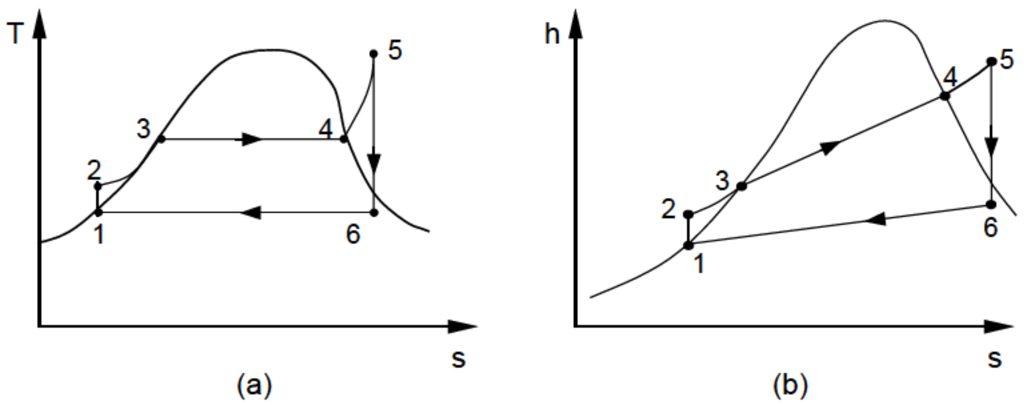


Figura 10.2

El interés del sobrecalientamiento es doble. Por una parte, aumenta el rendimiento térmico del ciclo, ya que mejora la temperatura media termodinámica de absorción de calor. Pero además disminuye el título de vapor a la salida de la turbina (considérese una expansión isoestrópica desde el estado 4) y ello, como luego comentaremos, mejora sensiblemente el rendimiento interno de la turbina. Evidentemente, cuanto más alta sea la temperatura de 5, mayor será el rendimiento térmico. Ahora bien, existe un límite máximo que viene impuesto por los materiales.

El vapor en el estado 5 se expansiona en una turbina de vapor, siguiendo un proceso isoentrópico hasta la presión del condensador. El vapor al final de la expansión se encuentra en la zona de vapor húmedo, con un título próximo a la unidad. El trabajo de la turbina es muy superior al de la bomba, es decir, la relación de trabajos del ciclo de Rankine es próxima a la unidad.

Finalmente, en el condensador se produce la condensación del vapor hasta el estado de líquido saturado, punto 1. Si el final de la expansión de la turbina hubiera caído en la zona de vapor recalentado, el vapor se enfriaría en primer lugar siguiendo un proceso isóbaro hasta convertirse en vapor saturado para después condensar a presión, y por tanto a temperatura constantes.

El trabajo neto obtenido del ciclo es

$$w_T - |w_B| = (h_5 - h_6) - (h_2 - h_1) \tag{10.1}$$

siendo el rendimiento térmico

$$\eta_t = \frac{w_T - |w_B|}{q} = \frac{(h_5 - h_6) - (h_2 - h_1)}{h_5 - h_2} \tag{10.2}$$

que también podemos escribir

$$\eta_t = 1 - \frac{h_6 - h_1}{h_5 - h_2} = 1 - \frac{T_0}{T_{m1}} \tag{10.3}$$

donde T_0 es la temperatura de condensación y T_{m1} la temperatura media termodinámica de absorción de calor.

Como ya hemos dicho anteriormente, desde el punto de vista de la relación de trabajos el ciclo de Rankine es muy atractivo, ya que esa relación de trabajos es muy próxima a la unidad. En efecto

$$r_w = 1 - \frac{h_2 - h_1}{h_5 - h_6} \approx 1$$

ya que el trabajo de la bomba $|w_b| = h_2 - h_1 = \frac{1}{\rho}(P_2 - P_1)$ es mucho más pequeño que el obtenido en la turbina.

Puesto que no hay irreversibilidades, no existen destrucciones de exergía. Ahora bien, la disminución de exergía del vapor en el condensador que es cedida al agua de refrigeración tiene como destino final su destrucción. Por ello, definiremos el rendimiento exergético del ciclo según la siguiente expresión

$$\varphi = \frac{w_T - |w_b|}{b_{f5} - b_{f2}} = 1 - \frac{b_{f6} - b_{f1}}{b_{f5} - b_{f2}} \tag{10.4}$$

donde (b_{f6} - b_{f1}) es la exergía perdida en el condensador. Aunque la energía perdida en el condensador (h_6 - h_1) es muy importante, del orden del 60% de la energía aportada al ciclo, su exergía es muy pequeña, ya que el nivel térmico es muy próximo al ambiente.

X.2 IRREVERSIBILIDADES INTERNAS EN EL CICLO DE RANKINE.

La figura 10.3 representa en los diagramas h-s y T-s un ciclo de Rankine en el que se han considerado algunas irreversibilidades internas. Para simplificar, suponemos que las pérdidas de carga en la absorción y cesión del calor son despreciables, ya que efectivamente en una instalación real la caída relativa de presión es pequeña, especialmente en el condensador.

No obstante, la compresión en la bomba ya no es isoentrópica, ni tampoco la expansión en la turbina y además en la tubería de vapor, entre el generador de vapor y la turbina,

el vapor se enfría, debido a las inevitables pérdidas de calor, a pesar del aislamiento y se producen además pérdidas de carga.

Con el fin de comparar este ciclo con el anterior, suponemos que el estado a la entrada de la bomba es el mismo. Siendo el calor cedido en el generador también el mismo para ambos ciclos, el vapor sale del generador en un estado 5”, tal que $h_{5''} - h_{2'} = h_5 - h_2$. Debido a las pérdidas en la tubería el estado a la entrada de la tubería es 5’.

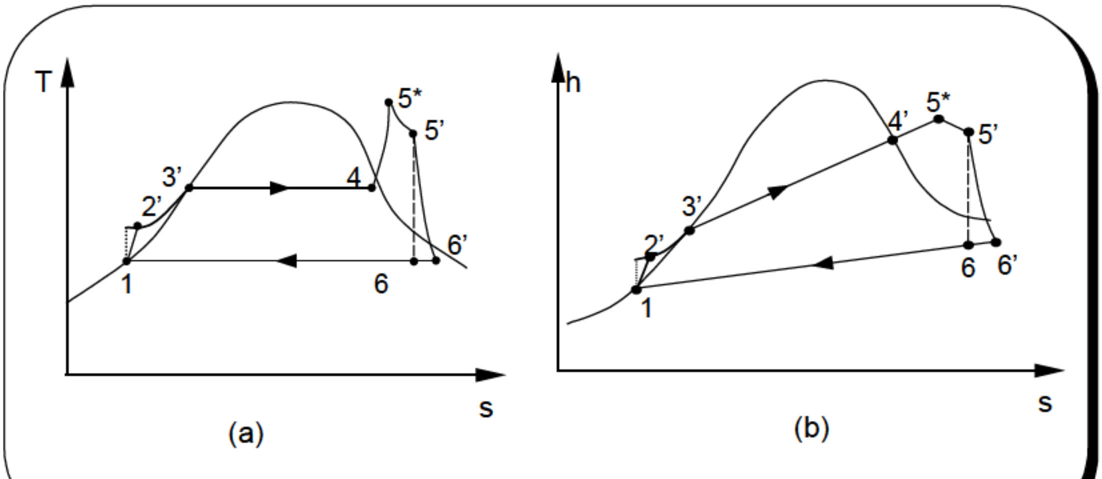


Figura 10.3

El trabajo neto obtenido es

$$w'_T - \left|w'_B\right| = (h_{5'} - h_{6'}) - (h_{2'} - h_1) = \eta_{iT}(h_{5'} - h_6) - \frac{1}{\eta_{iB}}(h_2 - h_1)$$

evidentemente menor que para el ciclo reversible. El rendimiento térmico del ciclo es

$$\eta'_t = \frac{w'_T - \left|w'_B\right|}{q} < \eta_t$$

Tal y como veíamos en la lección anterior se define el rendimiento intrínseco del ciclo como la relación entre su rendimiento térmico y el del ciclo reversible. Por consiguiente

$$\eta_{ic} = \frac{w'_T - \left|w'_B\right|}{w_T - \left|w_B\right|}$$

siendo

$$\eta'_t = \eta_{ic} \cdot \eta_t \qquad (10.5)$$

La destrucción de exergía debido a las irreversibilidades y al calor perdido en la tubería de vapor es

$$i_{tv} = b_{f5*} - b_{f5'}$$

En la turbina, la destrucción de exergía es

$$i_T = T_a(s_{6'} - s_{5'})$$

mientras que en la bomba

$$i_B = T_a(s_{2'} - s_1)$$

Como hemos dicho antes, la disminución de exergía del vapor en el condensador, $b_{f6'}$ - b_{11} , es exergía perdida. En definitiva, el rendimiento exergético del ciclo es

$$\varphi = \frac{W'_T - \left|W'_B\right|}{b_{f5*} - b_{f2'}} = 1 - \frac{\sum i + b_{f6'} - b_{f1}}{b_{f5*} - b_{f2'}} \qquad (10.6)$$

X.3 MEJORAS DEL CICLO DE RANKINE.

Ya hemos estudiado que el rendimiento térmico del ciclo de Rankine, como el de cualquier ciclo de comparación de un motor térmico con dos fuentes, aumenta si se eleva la temperatura media termodinámica de absorción de calor y/o se reduce la temperatura media termodinámica de cesión de calor, que en el caso del ciclo de Rankine corresponde a la temperatura de condensación.

Teniendo esto presente vamos a analizar el efecto en el ciclo del estado de vapor, tanto a la entrada como a la salida de la turbina y estudiaremos también las posibilidades de mejorar el rendimiento introduciendo ciertas modificaciones o mejoras en el ciclo de Rankine básico hasta ahora considerado.

X.3.1 INFLUENCIA DE LA PRESIÓN DEL VAPOR GENERADO.

En las figuras 10.4 (a) y (b) representamos en los diagramas T-s y h-s dos ciclos de Rankine. El ciclo 1* 2” 3” 4” 5” 6” 1” es similar al 1 2 3 4 5 6 1, habiéndose aumentado la presión de generación del vapor.

Como fácilmente puede apreciarse en los diagramas, al aumentar la presión de generación aumenta también la temperatura media termodinámica de absorción del

calor, mientras que la temperatura de condensación se mantiene constante. En definitiva, el rendimiento térmico del ciclo mejora.

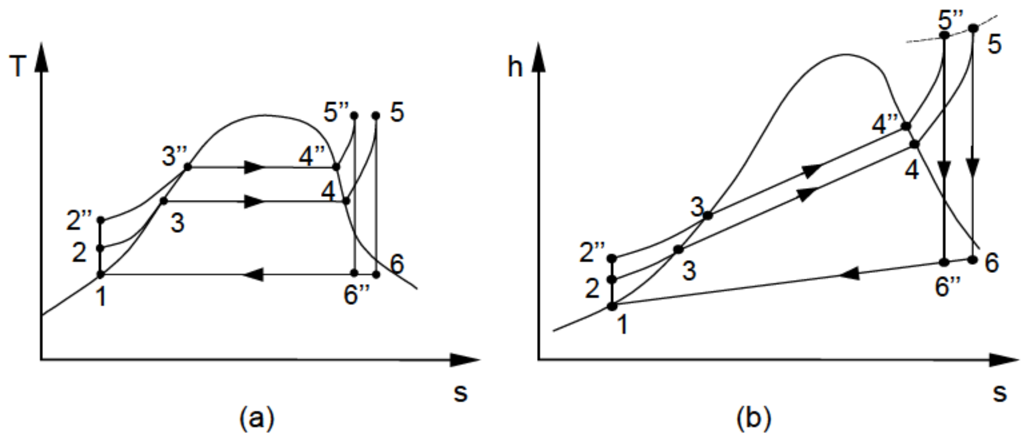


Figura 10.4

Sin embargo, esta mejora es menos sensible conforme la presión es más elevada. Esto puede comprenderse por el hecho de que, cuanto más elevada es la presión, mayor es la influencia de la zona en que el agua está en fase líquida y por tanto a temperatura más baja. Como ya estudiaremos en esta lección, para que al aumentar la presión el rendimiento mejore de forma más importante, es necesario modificar el ciclo haciéndolo regenerativo.

Otro parámetro representativo del ciclo de comparación es el trabajo específico, o bien, su correspondiente relación de trabajos. En el ciclo de Rankine el trabajo específico es la diferencia entre el trabajo de la turbina y el de la bomba, que prácticamente coincide con el de la turbina, al ser el de la bomba comparativamente muy pequeño.

Si manteniendo la temperatura de admisión T_5 constante y la presión de condensación P_6 también constante se va aumentando la presión P_5, se comprueba que inicialmente el trabajo de la turbina, $h_5 - h_6$, tiene tendencia a aumentar para posteriormente disminuir.

Finalmente, otro efecto que se debe tener en cuenta es la humedad del vapor en el escape de la turbina. Un aumento de la presión lleva consigo una disminución del título de vapor en el escape, punto 6" a al izquierda de 6. Ello origina importantes inconvenientes, ya que disminuye el rendimiento interno de la turbina, produciéndose además erosiones mecánicas y corrosiones de tipo químico.

De hecho para que estos efectos se mantengan dentro de unos límites aceptables el título del vapor en el escape de la turbina no debe ser inferior al 90%. El empleo de aleaciones resistentes a la corrosión, así como la utilización de drenajes de agua en el cuerpo de la turbina reducen los efectos perniciosos de la presencia de humedad.

Tal y como luego estudiaremos, con el fin de que al aumentar la presión de admisión la humedad del vapor en el escape de la turbina no sobrepase los valores admisibles se utiliza el ciclo con recalentamiento intermedio. De esta manera, el empleo de presiones elevadas mejora el rendimiento térmico del ciclo, aunque indudablemente encarece también la instalación.

En la actualidad, existen algunas plantas motoras de vapor en las que el vapor se genera a presiones de hasta 280 bar. Dado que la presión crítica del agua es de 224 bar, a dicho tipo de instalaciones se les denomina supercríticas.

X.3.2 INFLUENCIA DE LA TEMPERATURA DEL VAPOR GENERADO.

Como fácilmente puede apreciarse en los diagramas de la figura 10.5 (a) y (b), al aumentar la temperatura de admisión, manteniendo constantes la presión de admisión y la del condensador, aumenta también el trabajo específico y el rendimiento térmico del ciclo, disminuyendo la humedad del vapor a la salida de la turbina.

En efecto, la temperatura media termodinámica de absorción para el ciclo 1 2 3 4 5” 6” 1 es superior a la del ciclo 1 2 3 4 5 6 1, siendo así que el trabajo de la turbina $h_{5''} - h_{6''}$ es superior a $h_5 - h_6$. Además, en los diagramas se aprecia claramente que $x_{6''} > x_6$.

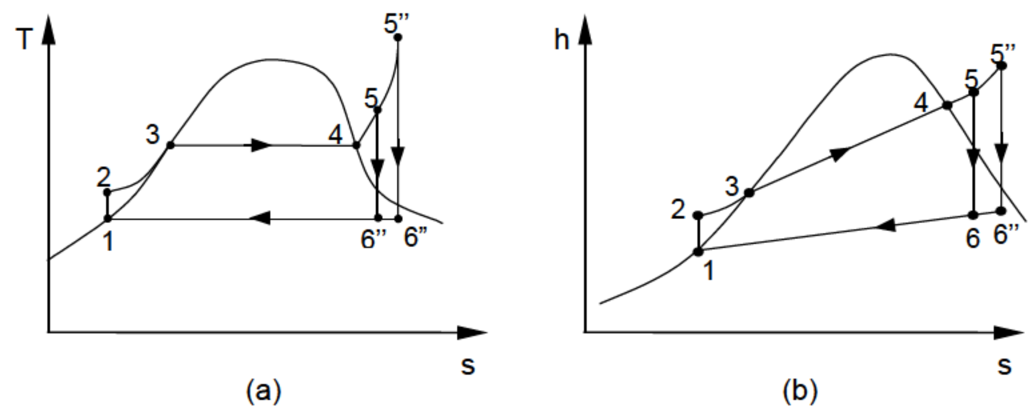


Figura 10.5

Aumentar la temperatura de admisión implica el encarecimiento de los materiales de ciertas partes de la caldera y de la turbina. De hecho, al realizar la optimización económica se llega a temperaturas de admisión que no superan los 580ºC. Lo mismo que ocurre con la presión, la temperatura de admisión óptima aumenta cuanto mayor es la potencia de la instalación.

X.3.3 INFLUENCIA DE LA PRESIÓN DEL CONDENSADOR.

Una disminución de la presión de condensación implica una disminución en la temperatura media termodinámica de cesión de calor y por consiguiente, un aumento del rendimiento térmico. Además, tal y como puede apreciarse en la figura 10.6 (a) y (b)

aumenta el trabajo específico del ciclo. Puede comprobarse en los diagramas que una pequeña disminución de la presión del condensador tiene unos efectos apreciables tanto en el rendimiento como en el trabajo.

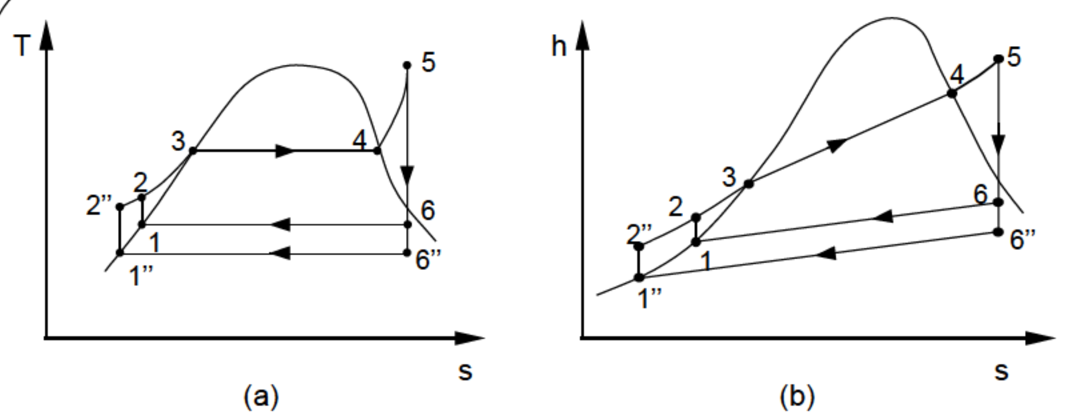


Figura 10.6

Por otra parte, la disminución de presión implica un aumento de la humedad del vapor en el escape de la turbina, con los inconvenientes que ello supone y que anteriormente hemos comentado. Además aumenta el volumen específico del vapor, por lo que se requieren secciones de paso mayores, con el consiguiente encarecimiento de la instalación.

El vacío máximo que puede alcanzarse corresponde a la presión de vapor de un condensado cuya temperatura sea la del agua de refrigeración, más el correspondiente salto térmico requerido. Para contrarrestar la entrada de aire y acumulación de gases no condensables es necesario utilizar un sistema de vacío, que generalmente suele ser un eyector de vapor o una bomba de anillo líquido.

X.3.4 CICLO CON RECALENTAMIENTO INTERMEDIO.

La figura 10.7 representa un ciclo de Rankine con un recalentamiento intermedio. El vapor se expande en la turbina hasta el estado 6 y se le vuelve a llevar a la caldera (el recalentamiento se puede hacer también con vapor vivo) donde se recalienta hasta el estado 7 para completar la expansión en una segunda turbina, expansión 7-8.

El trabajo neto obtenido en este ciclo es

$$w_t = (h_5 - h_6) + (h_7 - h_8) - (h_2 - h_1)$$

siendo su rendimiento térmico

$$\eta_{RI} = \frac{(h_5 - h_6) + (h_7 - h_8) - (h_2 - h_1)}{(h_5 - h_2) + (h_7 - h_6)} \qquad (10.7)$$

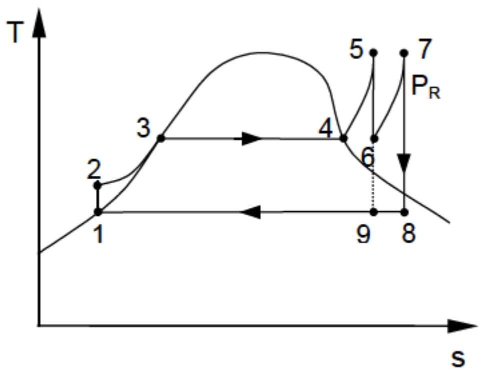


Figura 10.7

Como ahora vamos a comprobar, el recalentamiento intermedio puede aumentar o no el rendimiento térmico del ciclo, según la presión P_R a la que se realice el recalentamiento. La ventaja principal de este ciclo, que justifica su utilización, radica en la reducción de la humedad del vapor en el escape de la turbina. Ello permite la utilización de presiones de generación más elevadas y por consiguiente rendimientos térmicos más elevados.

Para comprobar el efecto del recalentamiento en el rendimiento, consideramos el ciclo de recalentamiento 1 2 3 4 5 6 7 8 1 como compuesto de dos ciclos: el ciclo 1 2 3 4 5 6 9 1, de rendimiento térmico η_N, al que se ha agregado el ciclo hipotético 6 7 8 9 6 de rendimiento η_R.

Puesto que

$$\eta_N = \frac{(h_5 - h_9) - (h_2 - h_1)}{h_5 - h_2}$$

$$\eta_R = \frac{(h_7 - h_8) - (h_6 - h_7)}{h_7 - h_6}$$

y siendo

$$\frac{Q_N}{Q_R} = \frac{h_5 - h_2}{h_7 - h_6}$$

teniendo en cuenta (10.7) se puede comprobar la siguiente relación

$$\frac{\eta_{RI}}{\eta_N} - 1 = \frac{\dfrac{\eta_R}{\eta_N} - 1}{\dfrac{Q_N}{Q_R} + 1} \qquad (10.8)$$

Cuando la presión P_R es suficientemente elevada, se tiene que la temperatura media termodinámica del ciclo R es superior a la del N y por tanto $\eta_R > \eta_N$. Cuando se cumple esta desigualdad de la ecuación (10.8) se deduce que también $\eta_{RI} > \eta_N$, de manera que el recalentamiento a esa presión mejora el rendimiento del ciclo.

Ahora bien, si el recalentamiento se realiza a una presión P_R mucho más baja, de modo que $\eta_R < \eta_N$, entonces se cumple también que $\eta_{RI} < \eta_N$, es decir, el recalentamiento a esa presión más baja origina una disminución en el rendimiento del ciclo.

De estos comentarios no debe concluirse que el recalentamiento debe efectuarse a la presión P_R más alta posible, puesto que la ec. (10.8) nos pone de manifiesto que si aumenta el rendimiento, ese aumento depende también de la relación Q_N/Q_R. Si se observa la figura 10.7 se aprecia que esta relación disminuye cuando disminuye la presión de recalentamiento.

En definitiva, existen dos tendencias opuestas. Por una parte, la disminución de P_R lleva a un valor más bajo de η_N / η_R y por consiguiente a una disminución de η_{RI} ;al mismo tiempo lleva a la obtención de un menor valor de Q_N / Q_R y por consiguiente a un aumento de η_{RI} . Por lo tanto, habrá alguna presión óptima para la que el rendimiento η_{RI} tome un valor máximo.

Cálculos detallados permiten comprobar que el valor de P_R óptimo es aproximadamente un cuarto de la presión del vapor vivo. Sin embargo, en los ciclos irreversibles la presión de recalentamiento óptima suele ser más baja, debido a la mejora en el rendimiento interno de la turbina real como consecuencia de la disminución de la humedad. De cualquier forma, el rendimiento no es muy sensible a las desviaciones con respecto a ese valor óptimo.

La figura 10.8 representa el esquema básico de una instalación donde se realizaría un recalentamiento intermedio llevando el vapor a la caldera.

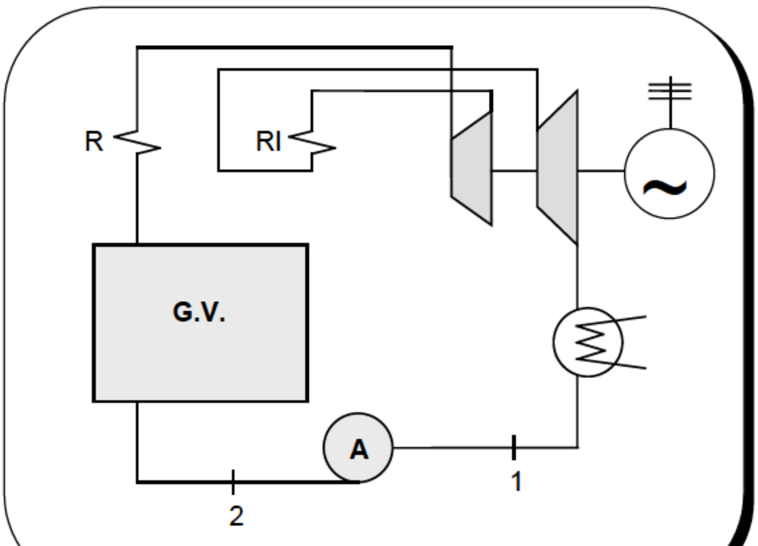


Figura 10.8

X.3.5 CICLO CON PRECALENTAMIENTO REGENERATIVO.

Fijada la temperatura de condensación, para mejorar el rendimiento térmico del ciclo de Rankine habrá que elevar la temperatura media termodinámica de absorción de calor. Si en un ciclo de Rankine se extrae calor de la expansión para precalentar el agua de alimentación de la caldera tendremos un ciclo con precalentamiento regenerativo.

Puesto que el agua que sale de la bomba de alimentación entra al generador de vapor a una temperatura muy baja, la forma más eficaz para aumentar esa temperatura media en la absorción de calor es precalentar dicha agua. Este efecto podría lograrse extrayendo calor del agua en la expansión. Puesto que el máximo beneficio de este precalentamiento se lograría si se realizase reversiblemente, el intercambio de calor entre el agua y el vapor tendría que efectuarse a través de un salto infinitesimal de temperatura.

Teóricamente, este intercambio de calor se realizaría en una instalación cuyo esquema se muestra en la figura 10.9. El vapor que se expansiona en la turbina cede calor al agua de alimentación a través de unos serpentines colocados en el interior de su cuerpo, precalentándola así hasta la temperatura a la que se produce el cambio de fase. La disminución de entropía del vapor coincidirá con el aumento de entropía del agua, ya que al ser el proceso reversible no existe producción de entropía, ver diagrama T-s de la figura 10.9.

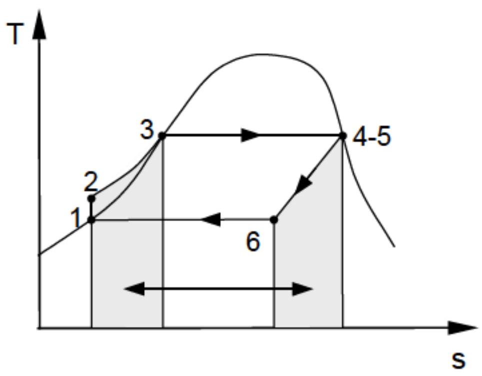


Figura 10.9

Si para mayor sencillez suponemos un ciclo de Rankine sin recalentamiento, ver figura 10.9, el calor extraído en la expansión de 5-6 lo aportamos al agua en el precalentamiento de 2-3. De esta manera el ciclo obtenido tiene el rendimiento térmico del ciclo de Carnot entre las temperaturas extremas T y T_0.

El precalentamiento según el esquema de la figura 10.9 es técnicamente irrealizable, debido a la propia estructura de la turbina. No obstante, nos podemos aproximar a ese objetivo efectuando extracciones de vapor a lo largo de las distintas secciones de la turbina. La entalpía del vapor extraído puede ser cedida al agua de alimentación a través de dos tipos de intercambiadores: de mezcla o de superficie.

Precalentamiento con cambiadores de mezcla.

Estudiamos en primer lugar el precalentamiento con cambiadores de mezcla y veamos cómo procederíamos para efectuar un precalentamiento de forma reversible. Ello requeriría realizar infinitas extracciones para que los saltos de temperatura fueran infinitesimales. Si el vapor purgado se encuentra por debajo del punto k del diagrama T-s, ver figura 10.10 (a), es decir, se trata de un vapor húmedo, se lleva directamente al correspondiente cambiador de mezcla donde se condensa por contacto directo con el agua de alimentación, que es atomizada dentro del calentador.

El gasto extraído en cada sección de la turbina se elige de tal manera que el estado a la salida del calentador correspondiente sea el del líquido saturado. Así, refiriéndonos al calentador I, el estado del vapor extraído es 5_0, 1_0 es el extracto procedente del condensador y de la bomba y 1_1 es el extracto de líquido saturado a la salida del mismo.

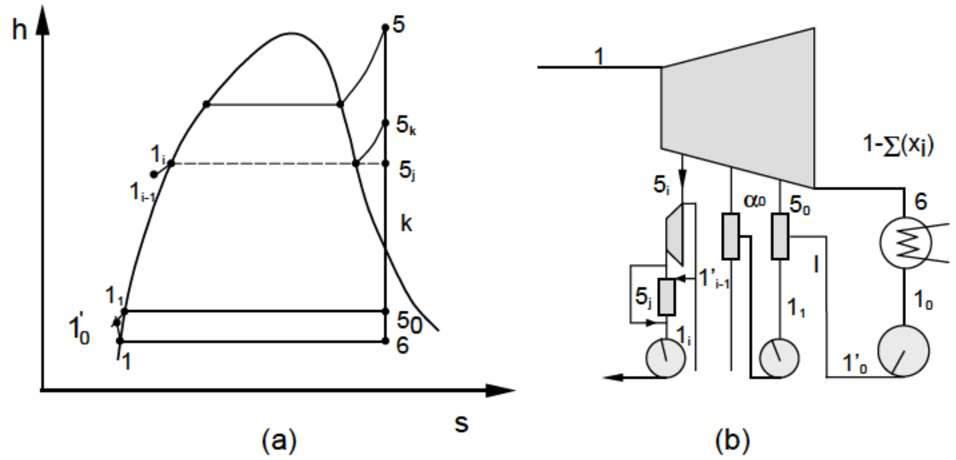


Figura 10.10

Por cada unidad de vapor que entra a la turbina, $1-\sum_{i=0}^{N}\alpha_i$ es el gasto de vapor condensado. Siendo α_0 el vapor extraído por la sección 5_0 se ha de cumplir la ecuación de conservación de la energía en el precalentador I y por tanto

$$\left(1-\sum_{i=0}^{N}x_i\right)h'_{10}+\alpha_0 h_{50}=\left(1-\sum_{i=1}^{N}x_i\right)h_{11}$$

ecuación que nos permite determinar x_0.

Si el vapor que se extrae se encuentra como vapor recalentado, estado 5_i, se debe comprimir hasta el estado 5_j antes de introducirlo en el precalentador de mezcla correspondiente. El proceso de 5_i a 5_j es una compresión isoterma, en la que el enfriamiento se llevaría a cabo mediante el agua de alimentación 1_{i-1}. De esta manera

en el precalentador se mezcla vapor en el estado 5_j con agua en el estado 1_{i-1}. El gasto se fija para que el estado a la salida sea el de líquido saturado, punto 1_i.

Si no existiera esa compresión isoterma, el vapor habría que extraerla en el estado 5_k y alimentar al precalentador a la temperatura correspondiente. De esta manera se crearía una diferencia de temperatura importante entre la del vapor y la del agua de entrada, dando lugar a la correspondiente irreversibilidad.

Procediendo de esta manera podríamos lograr el precalentamiento regenerativo del agua de alimentación hasta la correspondiente temperatura de vaporización, siendo todo el proceso de precalentamiento totalmente reversible. En la práctica, el precalentamiento se realiza con un número relativamente reducido de extracciones y además, cuando se utilizan calentadores por contacto directo con sus bombas correspondientes, en ningún caso se incluyen los compresores refrigerados a los que antes aludíamos.

Precalentamiento con cambiadores de superficie.

El precalentamiento regenerativo se puede también efectuar con cambiadores de superficie, de manera que el vapor extraído precaliente el agua mediante cesión de calor, sin existir contacto másico entre ambos.

Para lograr la reversibilidad, el vapor se debe extraer en cascada realizando infinitas extracciones y de manera que entre el condensado de un precalentador y el siguiente se debe colocar un expansor, para obtener así el trabajo disponible como consecuencia de la diferencia de presiones, ver esquema de la figura 10.11

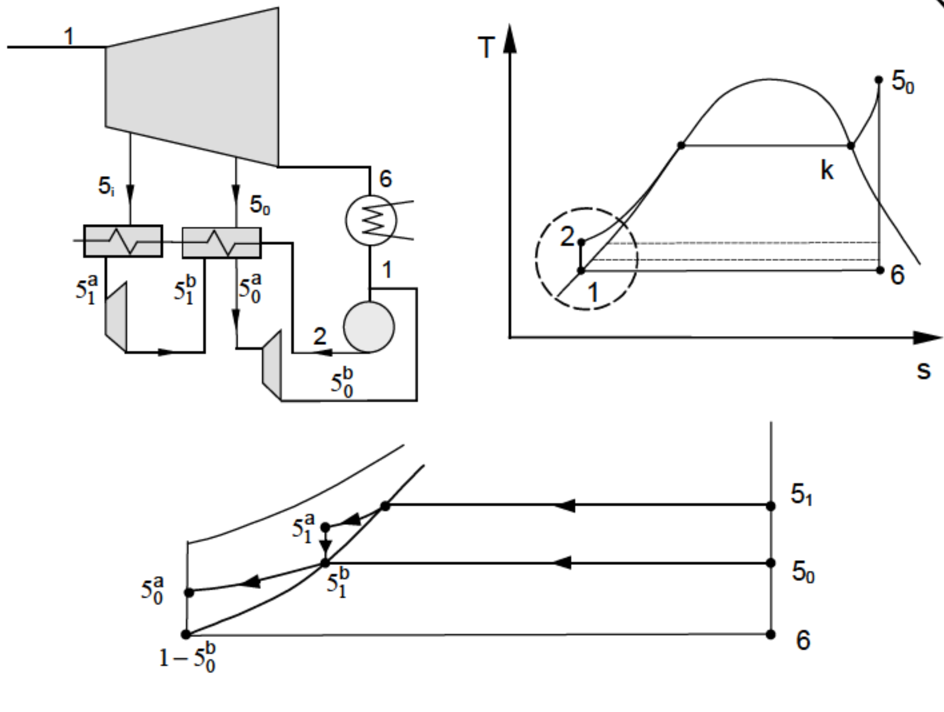


Figura 10.11

Como decíamos antes, en la realidad el precalentamiento regenerativo se realiza con un número relativamente bajo de extracciones, oscilando según la potencia de la planta entre 4 y 9. Además, por razones económicas y de simplicidad en el funcionamiento de la planta no se utilizan en las líneas de drenaje los expansores a los que antes aludíamos, sino que son sustituidos por orificios de expansión.

Tanto en alta como en baja presión, los precalentadores más utilizados son los de superficie. Ello es debido a que, como hemos visto, los precalentadores de mezcla obligan a utilizar una bomba de extracción por cada precalentador y ello hace a la instalación más complicada y menos fiable.

Como resumen final podemos decir que el ciclo regenerativo presenta las ventajas siguientes:

a) El rendimiento térmico del ciclo mejora sensiblemente, ya que como hemos visto mejora la temperatura media termodinámica de absorción de calor.

b) Debido a las extracciones, se reduce el trabajo producido por la unidad de masa de vapor admitido en la turbina. Por lo tanto, para mantener la potencia deseada es necesario aumentar el gasto de vapor producido. Al ser mayor el gasto de vapor en alta presión que en baja presión, mejora el rendimiento interno del conjunto de la turbina de vapor, ya que la zona de baja presión tiene peor rendimiento como consecuencia del efecto perjudicial de la humedad.

X.4 ANÁLISIS TERMODINÁMICO DE UN CICLO REGENERATIVO.

Para simplificar el estudio vamos a referirnos a un ciclo regenerativo con dos extracciones. Consideramos en primer lugar que los dos calentadores son de mezcla, figura 10.12, y después nos referiremos al caso en que ambos son de superficie.

Precalentadores de mezcla.

La bomba B1 comprime el condensado hasta la presión P’ a la que se realiza la segunda extracción, de manera que en el precalentador I se efectúa la mezcla del vapor extraído y del condensado a esa presión P’. De manera similar, B2 comprime hasta la presión P” del precalentador II, en el que se mezcla el condensado con el vapor de la 1ª extracción. Finalmente, la bomba B3 lleva el agua de alimentación hasta la presión requerida.

Las presiones en las extracciones se determinan mediante un proceso de optimización que se estudiará en una asignatura posterior de Centrales Termoeléctricas. Una vez fijadas esas presiones, vamos a ver cómo se determinan los caudales de extracción.

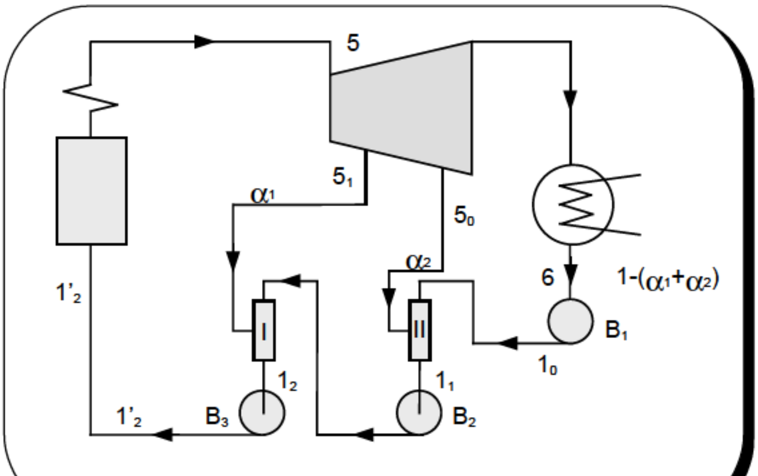


Figura 10.12

Por cada kg de vapor admitido en la turbina extraemos α_1 y α_2 kg respectivamente en la primera y segunda extracciones. Siendo los estados a la entrada y salida de los precalentadores los que aparecen representadas en el diagrama T-s de la figura 10.13, haciendo los correspondientes balances de energía se tiene

Segundo precalentador

$$\alpha_2 h_{50} + [1-(\alpha_1+\alpha_2)]h_{10} = (1-\alpha_1)h_{11}$$

Primer precalentador

$$\alpha_1 h_{51} + (1-\alpha_1)h_{11'} = h_{12}$$

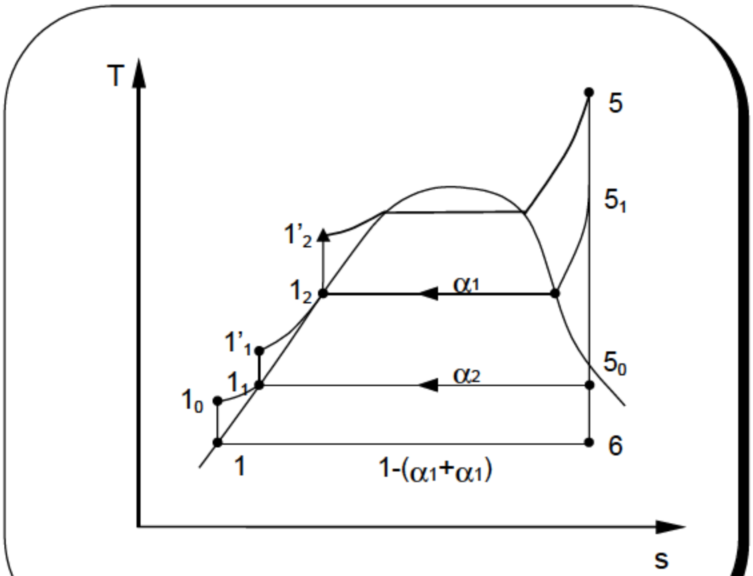


Figura 10.13

Dado que los estados termodinámicos han sido previamente definidos y se conocen por tanto las entalpías, mediante este sistema de ecuaciones se calculan los valores de α_1 y α_2. Siendo $\dot{m}$ el gasto de vapor de admisión, la potencia de la instalación será

$$N = \dot{m}(h_5 - h_{51}) + \dot{m}(1-\alpha_1)(h_{51} - h_{50}) + \dot{m}(1-\alpha_1-\alpha_2)(h_{50} - h_6) - \dot{m}(1-\alpha_1-\alpha_2)(h_{10} - h_1) -$$
$$- \dot{m}(1-\alpha_1)(h_{1'1} - h_{11}) - \dot{m}(h_{1'2} - h_{12})$$

Por otra parte, el rendimiento térmico del ciclo es

$$\eta_t = \frac{N}{\dot{m}(h_5 - h_{1'2})} = 1 - \frac{T_0}{T_{m1}}$$

donde T_{m1} es la temperatura media termodinámica de absorción de calor, cuyo valor es

$$T_{m1} = \frac{h_5 - h_{1'2}}{s_5 - s_{1'2}}$$

indudablemente muy superior al ciclo de Rankine en el que no hubiera habido precalentamiento regenerativo.

Precalentadores de superficie.

La figura 10.14 representa el esquema de una instalación de dos extracciones con precalentadores de superficie.

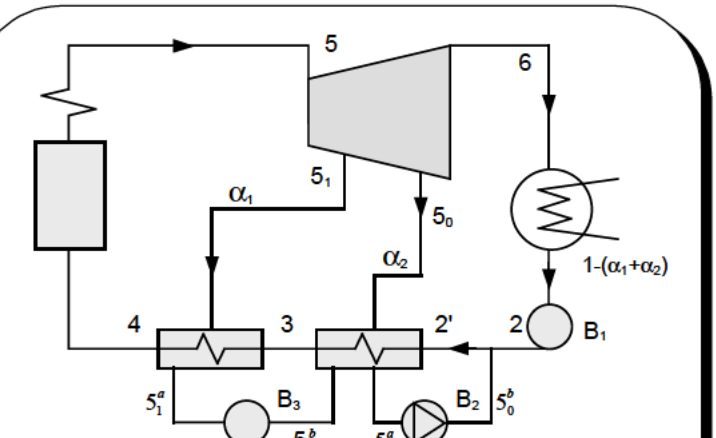


Figura 10.14

El ciclo descrito se representa en el diagrama T-s de la figura 10.15. El vapor de la primera extracción se lleva al primer precalentador donde se condensa, estado 5_1^a. Dicho vapor se expansiona en una válvula de orificio hasta la presión del primer precalentador, proceso isoentálpico desde el estado 5_1^a al estado 5_1^b.

En el segundo precalentador el vapor húmedo 5_1^b y el vapor extraído, estado 5_0 condensa hasta el estado de líquido saturado 5_0^a. Este condensado se comprime en la bomba B2 hasta la presión de alimentación a la caldera mezclando con el condensado 2 procedente de la bomba principal B1, resultando un estado 2' tal que

$$\left[1-(\alpha_1+\alpha_2)\right]h_2+(\alpha_1+\alpha_2)h_{50}^b=h_{2'}$$

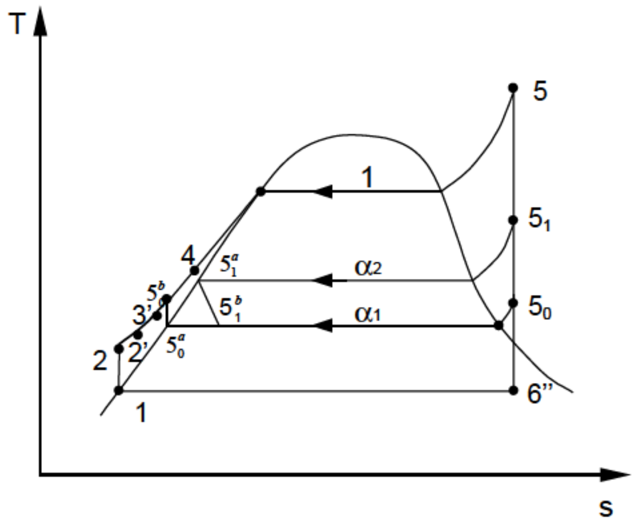


Figura 10.15

De esta manera, el agua de alimentación se precalienta desde 2' hasta 3 en el primer precalentador y desde 3 a 4 en el segundo precalentador. Los balances de energía, potencia y rendimiento del ciclo se obtienen de una manera similar a como veíamos anteriormente.

En la figura 10.16 se presenta el esquema de una instalación con cinco precalentadores: uno intermedio de mezcla y cuatro de superficie, dos de alta presión y dos de baja presión. El precalentador de mezcla es un desgasificador térmico. Sirve además de como precalentador y deposito de acumulación de agua para eliminar el aire (oxigeno) disuelto en el agua antes de su entrada en la caldera, con el fin de reducir los problemas de corrosión.

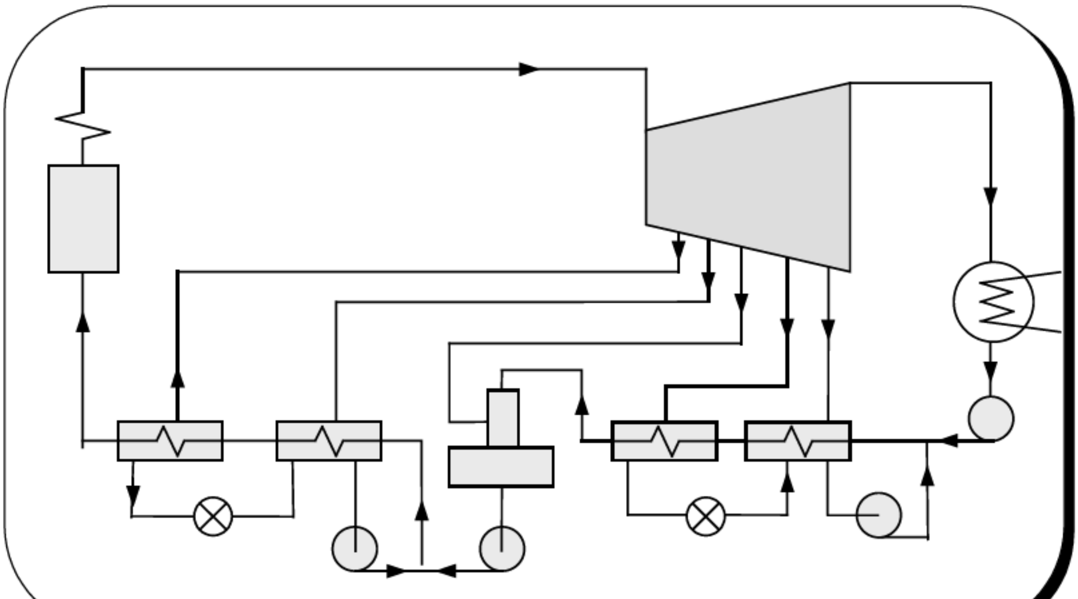


Figura 10.16

X.5 ANÁLISIS TERMODINÁMICO DE UNA CENTRAL TÉRMOELÉCTRICA.

Una vez estudiado el ciclo de Rankine y sus mejoras nos referiremos ahora a una instalación de central térmoeléctrica (C.T.), es decir, al conjunto de elementos que transforman la energía química de un combustible en energía eléctrica. Además de la irreversibilidades internas al ciclo que ya han sido consideradas en XII.2, ahora tendremos también en cuenta las irreversibilidades externas, como son las originadas en el proceso de combustión, las debidas al calor perdido, las que son originadas por el salto finito de temperatura entre el fluido motor y los focos caliente y frío, etc.

Como ya hemos estudiado, el ciclo de Rankine simple no es el ciclo de comparación de una C.T., ya que para mejorar el rendimiento térmico se realiza el precalentamiento regenerativo así como el recalentamiento intermedio. No obstante, por razones de sencillez, se va a realizar el análisis energético y exergético de una C.T. basada en un ciclo de Rankine simple. Con ello se pretende también hacer una introducción a una de las aplicaciones donde el análisis exergético ha sido más utilizado y donde ha reportado mayores beneficios.

La figura 10.17 presenta esquemáticamente el conjunto de elementos que integran la C.T. y la figura 10.3 el ciclo de Rankine descrito por el fluido motor. La región limitada por la línea discontinua X representa la caldera; la comprendida dentro de la línea Y corresponde al proceso cíclico, mientras que la línea Z abarca el conjunto de toda la instalación.

El rendimiento de la instalación, conjunto de elementos dentro de la línea Z, será

$$\eta = \frac{\dot{W}_{el}}{\dot{m}_c \, PCS} \tag{10.9}$$

donde $\dot{W}_{el}$ es la potencia eléctrica producida y $\dot{m}_c PCS$ es la energía aportada por el combustible. Como veíamos en la sección XI.3. este rendimiento es el producto del rendimiento térmico del ciclo reversible por el rendimiento intrínseco (irreversibilidades internas) y por una serie de rendimientos efectivos de los diferentes componentes de la instalación, que ahora pasamos a analizar.

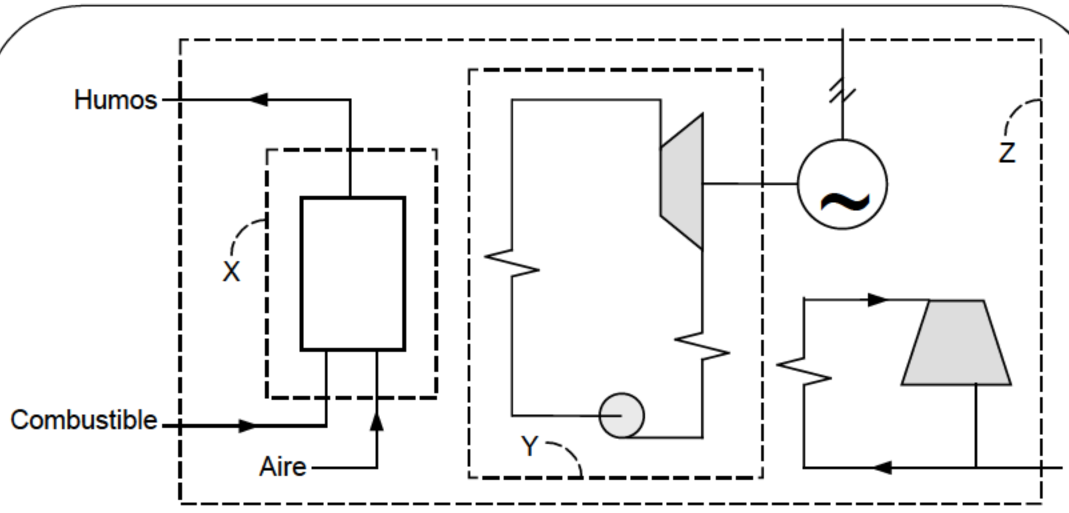


Figura 10.17

Generador de vapor

Veíamos en la lección IX que el rendimiento del generador de vapor es

$$\eta_{GV} = \frac{\dot{m}(h_5 - h_{2'})}{\dot{m}_F PCS} = 1 - \frac{\sum_i \text{Perdidas}}{\dot{m}_F PCS}$$

donde el sumatorio de perdidas comprende: perdidas sensibles y por inquemados en los humos, perdidas por purgas y las asociadas al calor perdido a través de la superficie del generador.

Así mismo, el rendimiento exergético es

$$\varphi_{GV} = \frac{\dot{m}_v (b_{f5} - b_{f2})}{\dot{m}_F B_F} = 1 - \frac{\left(\sum_{GV} I_i + \sum_{GV} \text{Exergía Perdj}\right)}{\dot{m}_F B_F}$$

donde el sumatorio de la exergía perdida comprende los términos siguientes:

- exergía asociada a los humos $\dot{m}_h b_{f\,h}$

- exergía del calor perdido $\left(1-\frac{T_a}{T_s}\right)\dot{Q}$, siendo T_s la temperatura superficial de la caldera.

Por su parte, la destrucción de exergía comprende:

- destrucción de exergía por las irreversibilidades de las reacciones químicas de combustión.

- destrucción de exergía debido al gradiente de temperatura entre los humos y el agua de la caldera.

Tuberías conductoras de vapor

En la conducción del vapor desde el generador hasta la entrada en la turbina se producen unas inevitables pérdidas de carga así como una perdida de calor. Como consecuencia de ello el estado en la admisión de la turbina, 3", no coincide con el estado 3' a la salida del generador.

El calor perdido a través del aislamiento de la turbina es

$$\dot{Q} = \dot{m}(h_{5^*} - h_{5'})$$

Dado que la exergía de este calor es finalmente destruida, podemos considerar que la exergía destruidas en las tuberías de vapor es

$$\dot{I}_t = \dot{m}_v(b_{f5^*} - b_{f5'})$$

Grupo turbogenerador

El rendimiento del turbogrupo es

$$\eta_{TG} = \frac{\dot{W}_{el}}{\dot{m}_v(h_{5^*} - h_{6'})}$$

Como veíamos en la lección VIII este rendimiento es a su vez el producto de una serie de rendimientos: el rendimiento interno de la turbina, el rendimiento efectivo, el rendimiento mecánico y el rendimiento eléctrico del alternador.

El rendimiento exergético del turbogrupo es

$$\varphi_{TG} = \frac{\dot{W}_{el}}{\dot{m}_v(b_{f5'} - b_{f`6'})} = 1 - \frac{\sum \dot{I}_{TG}}{\dot{m}_v(b_{f5'} - b_{f6'})} \qquad (10.10)$$

Condensador

La disminución de la entalpía del vapor al condensarse ($h_{6'}$ - h_1) da lugar a un aumento de la entalpía del agua de refrigeración. De cualquier manera, toda esta enorme cantidad de energía es un calor perdido.

Bombas de alimentación

Además de la destrucción interna de exergía que ya hemos valorado en X.2, existen otras irreversibilidades asociadas al rendimiento mecánico. Por tanto, la destrucción total de exergía en las bombas es

$$i_B = T_a(s_{1'} - s_1) + \left(\frac{1}{\eta_m} - 1\right)(h_{2'} - h_1)$$

Suele ser de un gran interés para el ingeniero disponer de los diagramas del flujo de energía y del de exergía de la planta, puesto que un simple vistazo a los diagramas nos permite tener una impresión de la situación termodinámica de la C.T. Como sabemos, estos diagramas de flujo son simplemente una representación gráfica, a una cierta escala, de los balances de energía y exergía respectivamente que se han realizado en cada uno de los componentes de la instalación.

La figura 10.18 representa el diagrama de flujo de exergía de acuerdo con el análisis anteriormente realizado. La contemplación del diagrama nos pone de manifiesto que la destrucción de exergía más importante se produce en el generador de vapor como consecuencia de las irreversibilidades en la combustión y en la transferencia e calor desde los gases al agua.

Si dibujáramos el diagrama de flujo de energías el aspecto sería muy diferente. En efecto, la energía perdida en el generador de vapor es pequeña (rendimientos de más del 90%), mientras que el calor cedido en el condensador será muy importante (del orden del 60% de la energía aportada por el combustible).

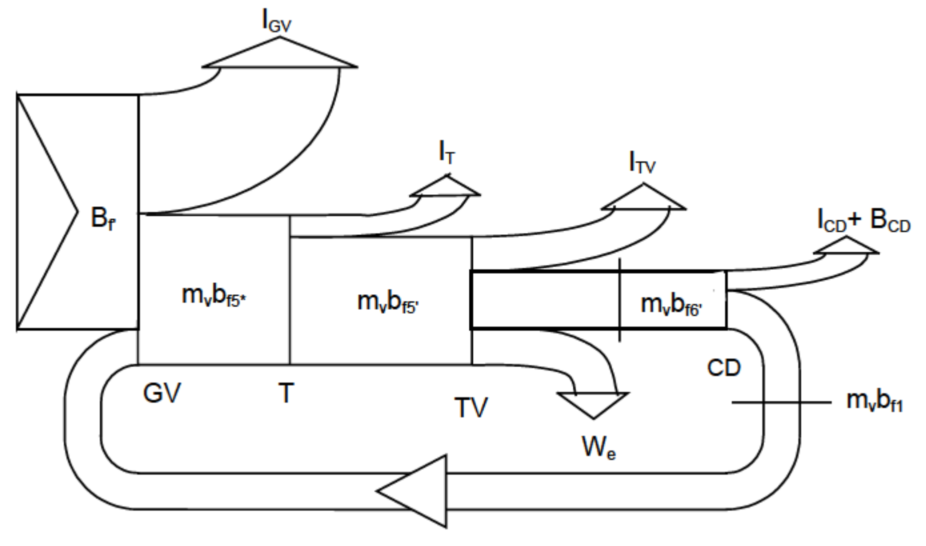


Figura 10.18

X.6 BIBLIOGRAFÍA

1. R.W. Haywood, Análisis Termodinámico de Plantas Eléctricas, Limusa, 1986.

2. R. W. Haywood, Equilibrium Thermodynamics for Engineers and Scientists, J. Wiley, 1980.

3. C. Mataix, Termodinámica Técnica y Máquinas Térmicas, ICAI, 1978.

4. Faires, W.V., Thermodynamics, McMillan, 1980.

5. Eastop T.D., McConkey, A., Applied Thermodynamics, Logman, 1986.

LECCIÓN XI TURBINAS DE GAS

XI.1 INTRODUCCIÓN.

La turbina de gas (TG), cuyo uso está tan extendido en el campo de la propulsión aérea, va aumentando progresivamente su presencia en otros sectores industriales en competencia con otras máquinas térmicas.

El primer intento serio de fabricar TG en producciones industriales tuvo lugar a principios del presente siglo. Ya en 1905, una compañía inglesa fabricó una turbina de 400 CV con una relación de compresión de 4,8:1 y funcionando a 4250 r.p.m. . No obstante, el mayor avance en la tecnología de las turbinas de gas se produjo al final de la II Guerra Mundial.

Desde entonces han tenido lugar notables perfeccionamientos en su diseño y fabricación, tanto en las industriales como en las de aviación. En la actualidad, dentro de las aplicaciones industriales de la TG podemos destacar las siguientes:

- Accionamiento mecánico y de generadores eléctricos en zonas árticas, o desérticas y en general, en los lugares en los que no se dispone de líneas de suministro de energía eléctrica.

- Grupos de emergencia, de reserva o puntas.

- Integración en procesos químicos más o menos complejos.

- La generación (y cogeneración) de energía eléctrica en ciclos combinados.

- Cogeneración de energía eléctrica y calor útil.

XI.2 TURBINAS DE GAS DE COMBUSTIÓN INTERNA Y COMBUSTIÓN EXTERNA.

Esquema de una TGCI

La figura 11.1 representa los componentes básicos de una turbina de gas de combustión interna (T.G.C.I.). El compresor C aspira aire de la atmósfera y lo comprime. Este aire comprimido entra en la cámara de combustión, donde el oxígeno del aire reacciona con el combustible originándose los productos de la combustión a alta temperatura. Estos gases se expansionan en una turbina y son finalmente expulsados a la atmósfera. El trabajo neto obtenido es naturalmente la diferencia entre el trabajo de la turbina y el del compresor.

Es claro que el agente de transformación no experimenta ningún proceso cíclico. Este motor se puede considerar en definitiva como un volumen de control en el que se

produce un proceso de combustión, entra continuamente aire y combustible y salen gases de combustión, habiendo una renovación constante.

Ciclo de comparación

A pesar de lo dicho, vamos a ver cómo, en una primera aproximación, se puede utilizar como proceso de comparación de una turbina de gas de combustión interna un proceso cíclico. En efecto, la masa de aire aspirado por el compresor es entre 50 a 100 veces superior a la masa de combustible (excesos de aire del 300 al 400 por cien), para evitar de esta manera temperaturas de combustión demasiado elevadas que no podrían soportar los materiales de construcción de la turbina. Así pues, la composición de los productos de la combustión no es demasiado diferente a la del aire aspirado por el compresor. Por ello, no se comete un error demasiado importante si se considera que en todo momento el agente de transformación es el aire.

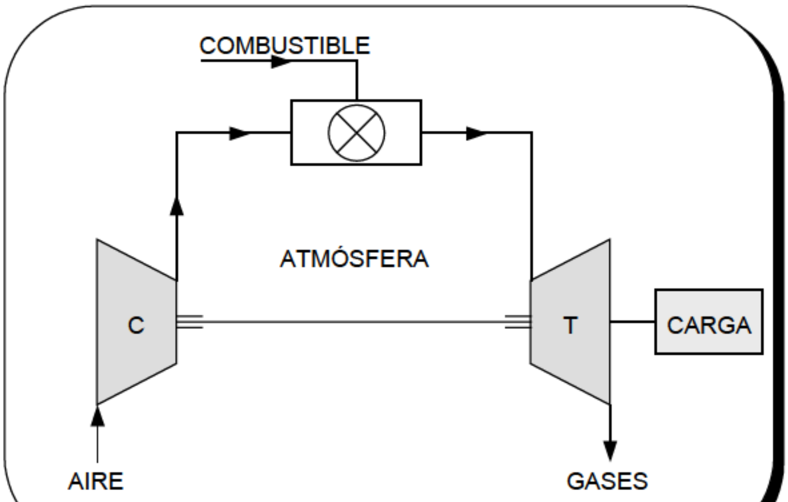


Figura 11.1

Por otra parte, el proceso real de combustión que tiene lugar a presión aproximadamente constante, podemos sustituirlo por un proceso de absorción de calor isóbaro. En la turbina de gas, los gases de escape salen de la turbina a la presión ambiental y el compresor aspira aire atmosférico. Pues bien, podemos imaginar para completar el ciclo de comparación, un proceso de cesión de calor isóbaro, en el que el aire que sale de la turbina vuelve al compresor después de ceder una cierta cantidad de calor al foco frío ambiental. De esta manera, obtenemos como ciclo de comparación de la turbina de gas de combustión interna el ciclo de Brayton, que estudiaremos a continuación.

Rendimiento racional

Si se trata de una planta no cíclica, como es el caso de una turbina de gas de combustión interna, véase el esquema de la figura 11.1 , se utiliza una definición diferente de rendimiento, el denominado **rendimiento racional.** En efecto, al tratarse de una instalación en la que el fluido motor no describe un proceso cíclico, el rendimiento de una TGCI_no puede definirse en principio a partir del rendimiento térmico del ciclo correspondiente, tal y como hacíamos en la lección anterior.

Se define el rendimiento racional η_r como la relación entre el trabajo producido W y el máximo trabajo que hubiera podido producirse, considerando que los reactantes se encontrasen en sus correspondientes estados estándar a la presión P_0 = 1 atm y temperatura T_0 = 298 K, y los productos también, en esas condiciones P_0 y T_0 y en sus respectivos estados estándar.

Evidentemente este trabajo máximo se obtendría en una máquina reversible y como demuestra la Termodinámica, coincide con la variación del potencial de Gibbs, ΔG^0. Por tanto

$$\eta_r = \frac{W}{W_{rev}} = \frac{W}{-\Delta G^0} \quad (11.1)$$

donde $\Delta G^0 = (G_P)^0 - (G_R)^0$ es la variación del potencial de Gibbs en la reacción de combustión completa, considerándose como se ha dicho antes, que cada uno de los componentes de los productos y las sustancias reaccionantes se encuentra en su respectivo estado estándar y en las condiciones P_0 , T_0 . En definitiva, ΔG^0 representa la exergía química del combustible utilizado.

En la determinación de ΔG^0 interviene, además de la entalpía, la entropía de los productos y reactivos, que en ocasiones no es fácilmente determinable y además el termino correspondiente a esa variación de entropía no es importante. Por ello, frecuentemente y de forma arbitraria, se suele definir el rendimiento de una planta, de ciclo abierto, tal como el de la figura 11.1 , de la forma siguiente

$$\eta_0 = \frac{W}{-\Delta H_0} = \frac{W}{m_f PCI} = \frac{W}{F} \quad (11.2)$$

donde $\Delta H^0 = (H_P)^0 - (H_R)^0$ es la variación de entalpía en condiciones estándar, para la reacción de combustión completa, es decir el producto del PCI del combustible por su consumo m_f .

Frecuentemente, al rendimiento definido según la expresión anterior se le suele denominar rendimiento térmico, indicando con ello que la planta de ciclo abierto es equivalente a una de ciclo cerrado en la que existiera una aportación de calor que vendría dado por m_f PCI. Ello es debido a que, como hemos dicho, ΔH^0 no es apreciablemente diferente a ΔG^0 y por ello η representa el rendimiento de la planta de turbina de gas.

Esquema de una TGCEx.

En una turbina de gas de combustión externa el fluido motor describe un proceso cíclico cerrado, recibiendo calor de un foco caliente y cediendo calor a un foco frío. El foco caliente son los gases resultantes de una combustión, mientras que el foco frío es generalmente el agua de refrigeración, ver el esquema de la figura 11.2.

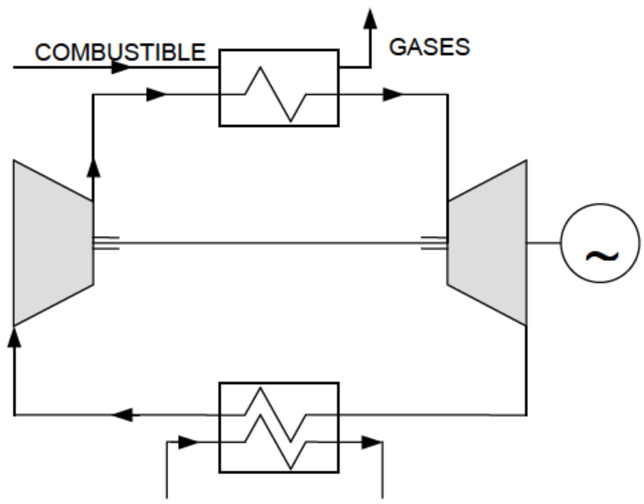


Figura 11.2

XI.3 CICLO DE BRAYTON

Como hemos dicho anteriormente, en una primera aproximación podemos modelizar el comportamiento de una turbina de gas mediante el ciclo de Brayton. Se trata de un ciclo de comparación y por tanto reversible, en el que el fluido motor es aire, al que consideraremos como un gas ideal de coeficiente adiabático γ.

La figura 11.3 representa un ciclo Brayton en los diagramas T-s y P-v. Consta de dos procesos isoentrópicos, compresión 1-2 y expansión 3-4 y dos isobáricas, en las que tiene lugar la absorción y cesión de calor, procesos 2-3 y 3-4 respectivamente.

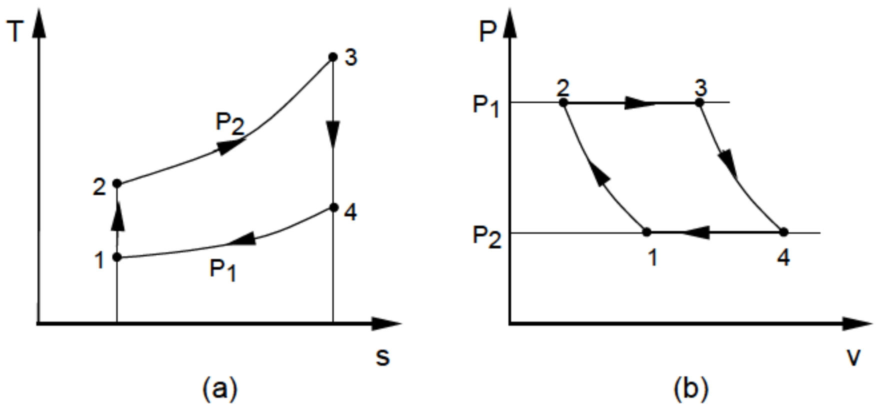


Figura 11.3

Los calores y trabajos intercambiados en el ciclo son:

$$q = h_3 - h_2 = c_p (T_3 - T_2)$$

$$|q_0| = h_4 - h_1 = c_p(T_4 - T_2)$$

$$w_T = h_3 - h_4 = c_p(T_3 - T_4)$$
$$|w_c| = h_2 - h_1 = c_p(T_2 - T_1)$$

El trabajo neto del ciclo es

$$w_T - |w_c| = c_p(T_3 - T_4) - c_p(T_2 - T_1)$$

Llamando $\pi = P_2 / P_1$ a al relación de compresión y teniendo en cuenta que

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \tag{11.3}$$

se puede escribir

$$w_u = w_T - |w_C| = c_p T_3 \left(1 - \frac{1}{\pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}\right) - c_p T_1 \left(\pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right) \tag{11.4}$$

Por otra parte, el rendimiento térmico del ciclo es

$$\eta_t = 1 - \frac{h_4 - h_1}{h_3 - h_2}$$

y utilizando las relaciones (11.3) resulta

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \tag{11.5}$$

esto es, el rendimiento térmico del ciclo Brayton depende únicamente de la relación de compresión y es tanto mayor cuanto más elevada sea esa relación. Evidentemente, este rendimiento es menor que el del ciclo de Carnot entre las temperaturas extremas T_1 y T_3, ya que

$$\eta_t = 1 - \frac{T_{m2}}{T_{m1}} < 1 - \frac{T_1}{T_3}$$

En cuanto a la relación de trabajos se tiene

$$r_W = 1 - \frac{h_2 - h_1}{h_4 - h_3}$$

y por tanto

$$r_W = 1 - \frac{T_1}{T_3}\pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 1 - \frac{\frac{T_1}{T_3}}{1-\eta} \qquad (11.6)$$

de forma que cuanto mayor es la relación de compresión menor es la relación de trabajos. Asi pues, un aumento del rendimiento va unido a una disminución de la relación de trabajos

Las temperaturas extremas del ciclo T_1 y T_3 son valores fijos, ya que T_3 está limitada por la metalurgia de los materiales disponibles y T_1 por la temperatura ambiental. En definitiva, para valores de π que hacen que el rendimiento sea interesante, la relación de trabajos es pequeña. Esta es la causa de uno de los mayores inconvenientes que presenta este ciclo, ya que en su realización práctica, las irreversibilidades le afectan de una manera acusada.

Fijada la relación de temperaturas T_3 / T_1 , el trabajo neto que se obtiene del ciclo se anula para π = 1 y para $\pi = \pi^{max} = \left(\frac{T_3}{T_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$ (valor para el que el rendimiento térmico es máximo). Entre ambos extremos existirá una cierta relación de compresión π_{opt} , para la que el trabajo neto es máximo, ver figura 11.4

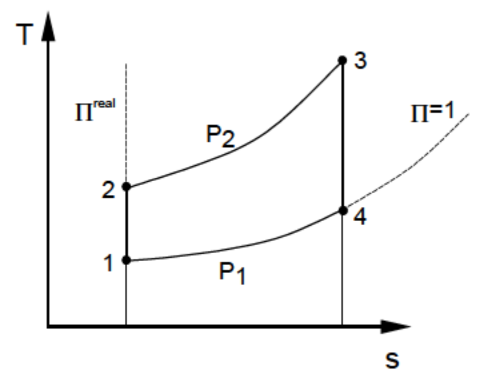


Figura 11.4

En efecto, imponiendo la condición de extremo $\frac{\partial W_u}{\partial \pi} = 0$ en la ec. (11.4) resulta

$$\pi_{opt} = \left(\frac{T_3}{T_1}\right)^{\frac{\gamma}{2(\gamma-1)}} = (\pi_{max})^{1/2} \qquad (11.7)$$

siendo el trabajo neto máximo

$$(w_u)_{max} = c_p T_1 \left(\sqrt{\frac{T_3}{T_1}} - 1 \right)^2$$

El rendimiento térmico para esa relación de compresión es

$$(\eta)_{opt} = 1 - \sqrt{\frac{T_1}{T_3}} = (r_W)_{opt} \tag{11.8}$$

XI.4 CICLO BRAYTON CON IRREVERSIBILIDADES INTERNAS

En la figura 11.5 se representa el ciclo Brayton con irreversibilidades internas. Las hipótesis que se aceptan para definir este ciclo son:

- El fluido motor es aire, al que se considera gas ideal de calor específico constante. Por consiguiente, se desprecia la masa de combustible respecto a la del aire

- Existen pérdidas de carga en la cámara de combustión, de manera que la presión de remanso a la salida de la cámara es $P_{3'} = \varphi P_{2'}$ donde suele ser $\varphi =\approx 0.95$.

- El rendimiento de la cámara de combustión η_{cc} es menor que la unidad, debido fundamentalmente a las pérdidas de calor a través de las paredes de la cámara.

- Los procesos de compresión y expansión se realizan con unos rendimientos internos η_c y η_T respectivamente.

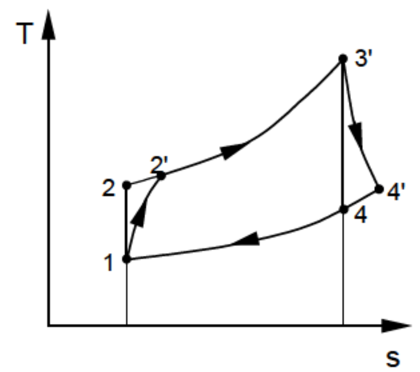


Figura 11.5

El trabajo neto del ciclo es

$$w_u = w_T - |w_c| = (h_{3'} - h_{4'}) - (h_{2'} - h_1)$$

y en función de los rendimientos internos

$$w_u = c_p \eta_T (T_3^{'} - T_4) - \frac{c_p}{\eta_c}(T_2 - T_1)$$

Por otra parte

$$\frac{T_2}{T_1} = \pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \qquad \frac{T_3^{'}}{T_4} = (\varphi\pi)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

y por tanto el trabajo neto es

$$w_u = c_p \eta_T T_3^{'} \left(1 - \frac{1}{(\varphi\pi)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right) - \frac{c_p}{\eta_c} T_1 \left(\pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) \qquad (11.9)$$

Teniendo en cuenta el rendimiento de la cámara de combustión, el calor necesario para efectuar el calentamiento de 2’ a 3’ es

$$q = \frac{1}{\eta_{cc}}(h_{3'} - h_{2'}) = \frac{c_p}{\eta_{cc}}(T_3^{'} - T_2^{'})$$

Puesto que

$$T_3^{'} - T_2^{'} = (T_3^{'} - T_1) - (T_2^{'} - T_1) = (T_3^{'} - T_1) - \frac{T_2 - T_1}{\eta_c}$$

podemos igualmente escribir

$$q = \frac{c_p}{\eta_{cc}} T_1 \left[\left(\frac{T_3^{'}}{T_1} - 1 \right) - \frac{\pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\eta_c} \right] \qquad (11.10)$$

Dividiendo la expresión (11.9) por la (11.10) obtenemos el rendimiento térmico del ciclo. Para simplificar y dado su relativamente pequeño efecto vamos a suponer que $\varphi = 1$ e igualmente $\eta_{cc} = 1$. Haciendo $T_3^{'}/T_1 = \alpha$ y $\pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \beta$, la expresión (11.9) se transforma en

$$w_u = \frac{c_p T_1}{\eta_c}(\beta - 1)\left(\frac{\alpha}{\beta}\eta_c \eta_T - 1 \right) \qquad (11.11)$$

Por otra parte, el rendimiento térmico del ciclo resulta

$$\eta = \frac{\dfrac{c_p T_1}{\eta_c}(\beta - 1)\left(\dfrac{\alpha}{\beta}\eta_c\eta_T - 1\right)}{\dfrac{c_p T_1}{\eta_c}\left[(\alpha - 1)\eta_c - (\beta - 1)\right]}$$

y en definitiva

$$\eta = \frac{\dfrac{\alpha}{\beta}\eta_c\eta_T - 1}{\dfrac{\alpha - 1}{\beta - 1}\eta_c - 1} \tag{11.12}$$

Si fijando unos valores para T_1 , η_c y η_T representamos las expresiones obtenidas para w_u y η en función de β y utilizando α como parámetro, resultan unas líneas tal y como se representan en la figura 11.6 .

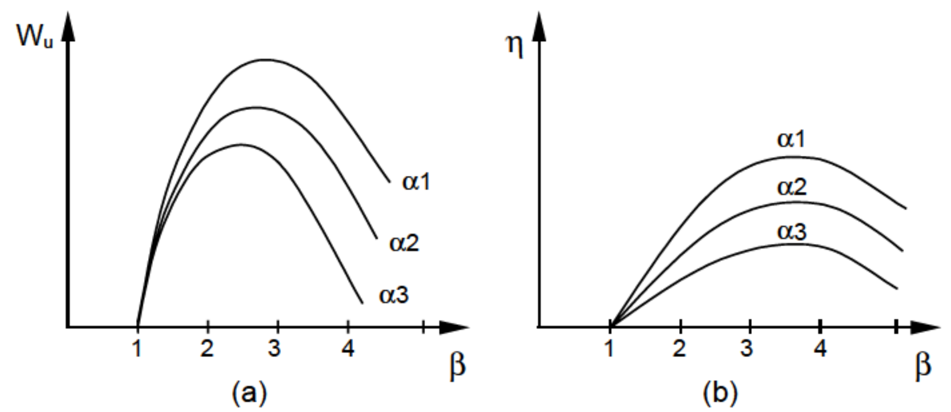


Figura 11.6

Observando estas figuras se puede decir lo siguiente

- Para cada valor de α (por tanto de T_3), existe un valor de β (por tanto de π) que hace máximo el trabajo neto w_u. Esto mismo ocurre para el rendimiento, pero la relación de compresión de máximo rendimiento es mayor que la de máximo trabajo neto.

- Cuanto mayor es α mayor se hace el trabajo neto e igualmente tanto mayor es el rendimiento.

El valor de α depende de T_1 y T_3. La temperatura T_1 se corresponde con la ambiental, experimentando por tanto las mismas variaciones que ésta. Las disminuciones de T_1

aumentan los valores de α , incrementándose en consecuencia el trabajo específico y el rendimiento.

El valor de T_3 está limitado por la metalurgia de los materiales. En turbinas industriales, con álabes que han de tener una vida del orden de 100000 h se llegan a temperaturas de unos 1100 ^{o}C, para lo que se construyen álabes refrigerados internamente con una pequeña fracción del caudal de aire procedente del compresor.

Las relaciones de compresión que se utilizan suelen estar comprendidas entre las de máximo trabajo neto y máximo rendimiento. Se tiende hacia un límite u otro, según que interese una máquina con una alta potencia específica o un alto rendimiento y ello está ligado lógicamente al tipo de servicio.

Respecto a la relación de trabajos, a partir de las expresiones obtenidas para w_u y w_T se obtiene que

$$r_W = \frac{w_u}{w_T} = 1 - \frac{\beta}{\alpha\eta_c\eta_T} \tag{11.13}$$

Esta relación de trabajos suele valer alrededor de 0.3 . Veíamos que, por el contrario, en el ciclo de Rankine $r_W \approx 1$. Este valor tan desfavorable de la turbina de gas ha hecho que, solamente cuando los valores alcanzados en los rendimientos internos η_c y η_T han sido elevados, es cuando la turbina de gas industrial ha podido competir con el motor de vapor.

Siendo $\dot{m}_a$ el gasto de aire y $\dot{m}_f$ el de combustible, la potencia interna de la turbina es

$$\dot{N}_i = (\dot{m}_a + \dot{m}_f)w_T - \dot{m}_a|w_c| \cong \dot{m}_a w_u$$

Llamando η_m al rendimiento mecánico de la máquina, que tiene en cuenta los rozamientos en cojinetes así como el accionamiento de elementos auxiliares, resulta que la potencia efectiva es

$$N_e = \eta_m N_i$$

Siendo η_{el} el rendimiento eléctrico del alternador, resulta finalmente que la potencia eléctrica del turbogrupo es

$$N_{el} = \eta_{el} N_e = \eta_{el}\eta_m \dot{m}_a w_u \tag{11.14}$$

XI.5 OTROS CICLOS DE LA TURBINA DE GAS.

En la mayor parte de las aplicaciones, las turbinas de gas que se utilizan están basadas en el ciclo simple anteriormente descrito. No obstante, el rendimiento térmico de una turbina de gas puede mejorarse sensiblemente modificando dicho ciclo básico e introduciendo algunos elementos adicionales. Estas modificaciones, como puede ser el enfriamiento intermedio en la compresión o el recalentamiento en la expansión complican notablemente la máquina, por lo que solamente se consideran en instalaciones de grandes potencias.

Existen, sin embargo, algunas modificaciones al ciclo simple, tal como la inyección de vapor que tienen gran interés y se incorporan a turbinas de mediana potencia, no solamente por la posibilidad que ofrece de aumentar su potencia sino porque permite reducir las emisiones de NOx , que son los contaminantes principales en los gases de una turbina que utiliza el gas natural como combustible.

XI.5.1 CICLO REGENERATIVO IDEAL.

El ciclo regenerativo tiene como fundamento la posibilidad de utilizar la energía de los gases de escape de turbina, para que mediante cesión de calor, se precaliente el aire a la salida del compresor, reduciendo así consecuentemente la energía aportada en la cámara de combustión. Esta cesión de calor se realiza en un cambiador de calor llamado **regenerador**.

Para que la transmisión de calor sea posible es necesario que la temperatura de los gases de salida del expansor sea superior a la del aire a la salida del compresor. Además, para que la superficie de intercambio sea razonable, se necesitará un gradiente de temperatura suficientemente elevado.

La figura 11.7 muestra un esquema de una turbina de gases con regenerador y en la figura 11.8 el diagrama h-s del correspondiente ciclo termodinámico ideal, sin irreversibilidades internas.

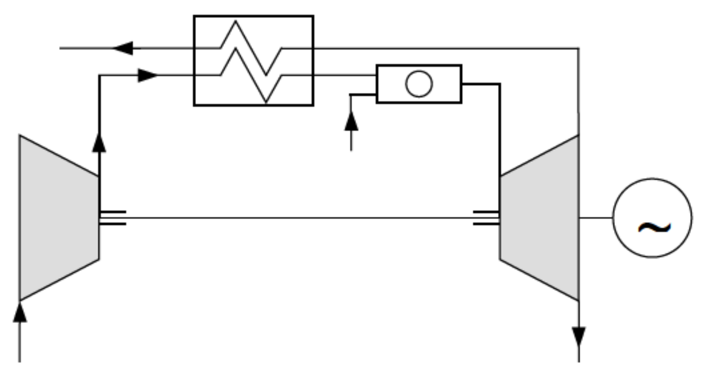


Figura 11.7

Se define la eficacia del regenerador E como el cociente entre el efecto útil, esto es, el calor cedido al fluido frío (h_{2R} - h_2) y el máximo calor que podría haber cedido (h_4 - h_2). Por consiguiente

$$E = \frac{h_{2R} - h_2}{h_4 - h_2} = \frac{T_{2R} - T_2}{T_4 - T_2} \qquad (11.15)$$

Considerando la situación ideal en que E = 1 y por tanto $T_{2R} = T_4$ y también $T_2 = T_{4R}$, se tienen las siguientes expresiones para los trabajos y calores intercambiados

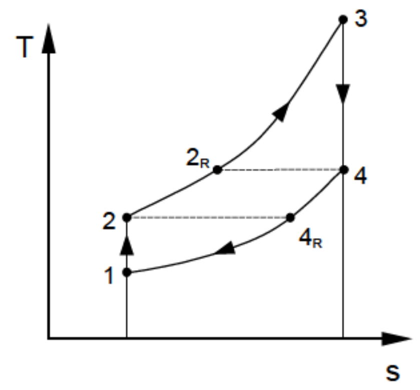


Figura 11.8

$$w_T = h_3 - h_4 = c_p(T_3 - T_4) = c_p(T_3 - T_{2R}) = q$$
$$|w_c| = h_2 - h_1 = c_p(T_2 - T_1) = c_p(T_{4R} - T_1) = |q_0|$$

de forma que

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_0|}{q} = 1 - \frac{|w_c|}{w_T} = r_w$$

obteniéndose la siguiente expresión

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2 - T_1}{T_3 - T_4} = 1 - \frac{T_1}{T_3}\frac{\frac{T_2}{T_1} - 1}{1 - \frac{T_4}{T_3}} = 1 - \frac{T_1}{T_3}\frac{\pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\left(\pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right)/\pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

y por consiguiente

$$\eta_t = 1 - \frac{\beta}{\alpha} \qquad (11.16)$$

De acuerdo con esta expresión, el rendimiento del ciclo regenerativo aumenta conforme la temperatura máxima T_3 se hace mayor y si se reduce la relación de compresión π . Evidentemente, la regeneración solo tiene sentido hasta que se cumple la condición $T_2 = T_4$, ya que para valores de $T_2 > T_4$ no seria posible efectuar el calentamiento regenerativo.

En esta condición límite $T_2 = T_4$ se cumple que $\beta = \sqrt{\alpha}$, ya que

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} \qquad \text{es decir} \qquad T_2 T_4 = T_1 T_3$$

y dividiendo ambos miembros por T_1^2 y puesto que $T_2 = T_4$, resulta

$$\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^2 = \frac{T_3}{T_1}$$

y por tanto

$$\pi^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} = \frac{T_3}{T_1} \qquad \text{es decir} \qquad \beta = \sqrt{\alpha} \qquad (11.17)$$

Esta es precisamente la condición límite para la cual el rendimiento térmico del ciclo Brayton simple se iguala a la del ciclo regenerativo.

En efecto

$$1 - \frac{1}{\alpha} = 1 - \frac{\beta}{\alpha} \rightarrow \beta = \sqrt{\alpha}$$

En la figura 11.9 se representa el rendimiento en función de β tomando α como parámetro. Solamente se representan las líneas hasta la intersección con la correspondiente al ciclo simple, pues esta línea fija, como hemos visto, el límite de la recuperación.

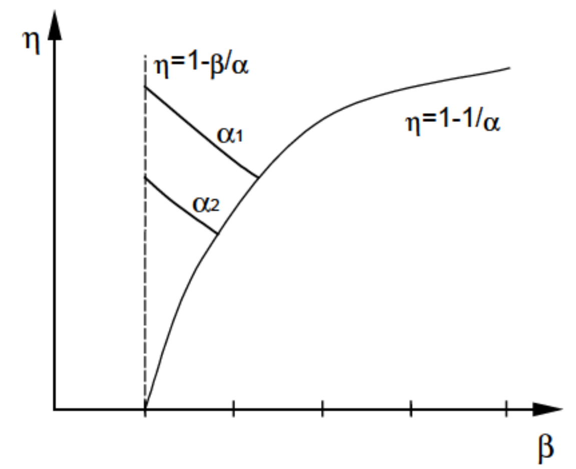


Figura 11.9

XI.5.2 CICLO REGENERATIVO CON IRREVERSIBILIDADES INTERNAS.

Nos referimos al ciclo de Brayton con irreversibilidades internas que considerábamos en XIII.4 . Se aceptan por tanto las mismas hipótesis que entonces admitíamos, esto es:

- el fluido motor es aire, considerado como gas perfecto de calores específicos constantes
- los gastos másicos en el compresor y en la turbina son iguales
- la combustión se reemplaza por un proceso de calentamiento (teóricamente isobárico) realizado con un cierto rendimiento y una pérdida de carga
- la expansión y compresión se realizan con sus correspondientes rendimientos internos

Además, el ciclo regenerativo presenta algunas diferencias derivadas del empleo del intercambiador, como son:

- el calentamiento se realiza desde el estado 2R’ , a la salida del regenerador, hasta el estado 3’
- como consecuencia de las pérdidas de carga en el regenerador hay una caída de presión de remanso en el regenerador, tanto en el lado del compresor como en el del expansor

Para simplificar el análisis no tendremos en cuenta el rendimiento de la cámara de combustión, así como tampoco las pérdidas de carga en el regenerador ni en la propia cámara.

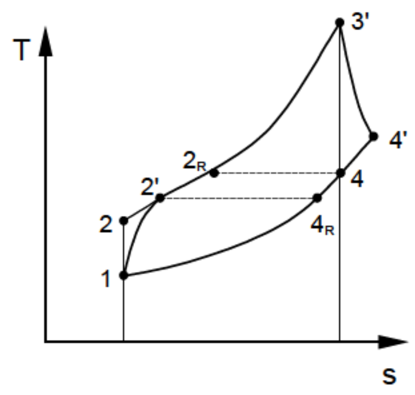


Figura 11.10

De acuerdo con la definición de la eficacia del intercambiador anteriormente expuesta, se tiene

$$E = \frac{h_{2R'} - h_{2'}}{h_{4'} - h_{2'}} = \frac{T_{2R'} - T_{2'}}{T_{4'} - T_{2'}}$$

El trabajo neto obtenido de la máquina es evidentemente el mismo que el obtenido para el ciclo sin regenerador, ec. (11.) . Por el contrario, el calor cedido es ahora

$$q = h_{3'} - h_{2R'} = c_p\left[(T_{3'} - T_{2'}) - (T_{2R'} - T_{2'})\right]$$

y teniendo en cuenta la eficacia del regenerador, se tiene

$$q = c_p\left[(T_{3'} - T_{2'}) - E(T_{4'} - T_{2'})\right]$$

Podemos admitir que aproximadamente

$$T_{4'} - T_{2'} \approx T_4 - T_2$$

y teniendo en cuenta que

$$T_{3'} - T_{2'} = (T_{3'} - T_{1'}) - (T_{2'} - T_{1'})$$

podemos escribir

$$q = c_p\left[(T_{3'} - T_1) - (T_{2'} - T_1) - R(T_4 - T_2)\right]$$

Recordando, como veíamos en XIII.4 que

$$\frac{T_{3'}}{T_1} = \alpha \qquad \frac{T_2}{T_1} = \frac{T_{3'}}{T_4} = \pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \beta \qquad \eta_c = \frac{T_2 - T_1}{T_{2'} - T_1}$$

resulta finalmente que

$$q = c_p T_1\left[(\alpha - 1) - \frac{\beta - 1}{\eta_c} - E\left(\frac{\alpha}{\beta} - \beta\right)\right]$$

Sustituyendo los valores del trabajo neto y el calor cedido al ciclo en la expresión del rendimiento térmico resulta finalmente

$$\eta = \frac{\frac{\alpha}{\beta}\eta_c\eta_T - 1}{\frac{\alpha - 1}{\beta - 1}\eta_c - 1 - \frac{E(\alpha - \beta^2)}{\beta(\beta - 1)}\eta_c} \qquad (11.18)$$

Analizamos ahora esta expresión obtenida para el rendimiento térmico. Cuando E = 0 la ec. (11.18) coincide lógicamente con la ec. (11.12), correspondiente a un ciclo no regenerativo. Si se representa η en función de β, tomando α, η_c, η_T como constantes y E como parámetro se obtienen unas curvas como las de la figura 11.11.

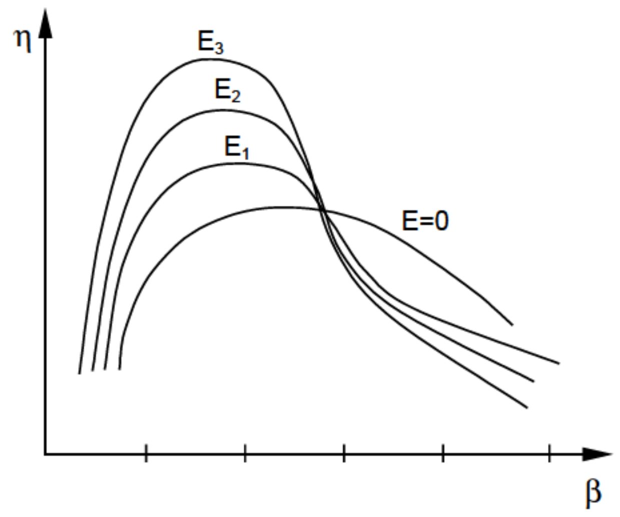


Figura 11.11

Observando estas curvas se aprecia lo siguiente:

– Los rendimientos crecen conforme aumenta la eficacia del regenerador

– La relación de compresión de máximo rendimiento disminuye al aumentar la eficacia del regenerador

Si mantenemos constante E se aumenta la temperatura máxima T_3 y por tanto α, o los rendimientos internos η_c y η_T , el rendimiento térmico crece, desplazándose las relaciones de compresión de máximo rendimiento hacia valores más elevados, de forma totalmente análoga a lo que ocurre en el ciclo simple no regenerativo.

Como conclusión, podemos indicar que el ciclo regenerativo supone las ventajas siguientes:

– Mejora notable del rendimiento térmico

– La relación de compresión para el máximo rendimiento es más reducida

Como inconvenientes podemos destacar:

– Reducción del trabajo específico, debido a la reducción de la relación de compresión para aproximarse a la de máximo rendimiento y por las pérdidas de carga en el regenerador

– Mayor coste de la instalación para una potencia dada, y posibles problemas de funcionamiento

XI.5.3 CICLO DE COMPRESIÓN ESCALONADA Y REFRIGERACIÓN INTERMEDIA.

El ciclo con compresión escalonada y refrigeración intermedia permite reducir el trabajo de compresión y en definitiva aumentar el trabajo neto del ciclo. En la figura 11.12 se representa un esquema de una turbina de gas con compresión en dos etapas y enfriamiento intermedio.

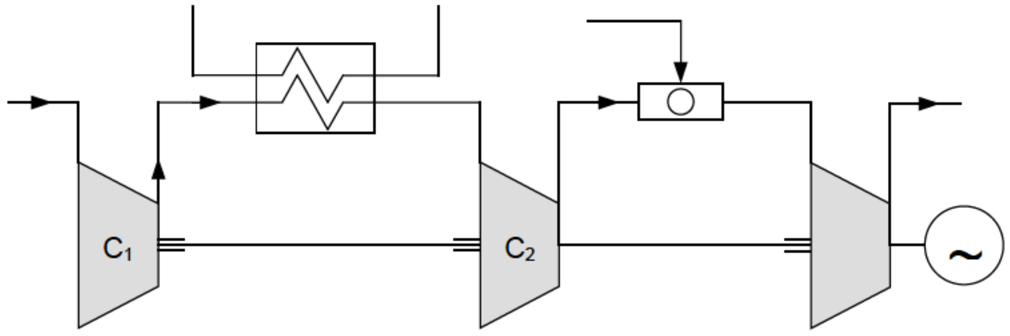


Figura 11.12

El trabajo de compresión, suma del trabajo de los dos compresores es

$$|w_c| = |w_{c1}| + |w_{c2}| = (h_{2'} - h_1) + (h_{4'} - h_3)$$

y siendo η_{c1} , η_{c2} el rendimiento interno del compresor C_1 y C_2 respectivamente, se tiene

$$|w_c| = \frac{1}{\eta_{c1}}(h_2 - h_1) + \frac{1}{\eta_{c2}}(h_4 - h_3)$$

En la figura 11.13 se presenta la parte del ciclo correspondiente a la compresión en los diagramas T-s y P-v . Claramente se aprecia cómo la compresión escalonada con enfriamiento intermedio reduce el trabajo de compresión en el área rayada.

La presión intermedia P_m se fija normalmente con el criterio de hacer mínimo el trabajo $|W_c|$. Vamos a determinar esa presión suponiendo que el intercambiador no origina pérdidas de carga y que su eficiencia es la unidad, por lo que $T_3 = T_1$. Suponemos también que los compresores tienen el mismo rendimiento interno, $\eta_{c1} = \eta_{c2}$ y que el fluido motor es un gas perfecto con c_p constante en todo el proceso de compresión.

Admitiendo estos supuestos se tiene

$$|w_c| = \frac{c_p}{\eta_c}\left[(T_2 - T_1) + (T_4 - T_3)\right] = \frac{c_p}{\eta_c}\left[(T_2 + T_4) - 2T_1\right]$$

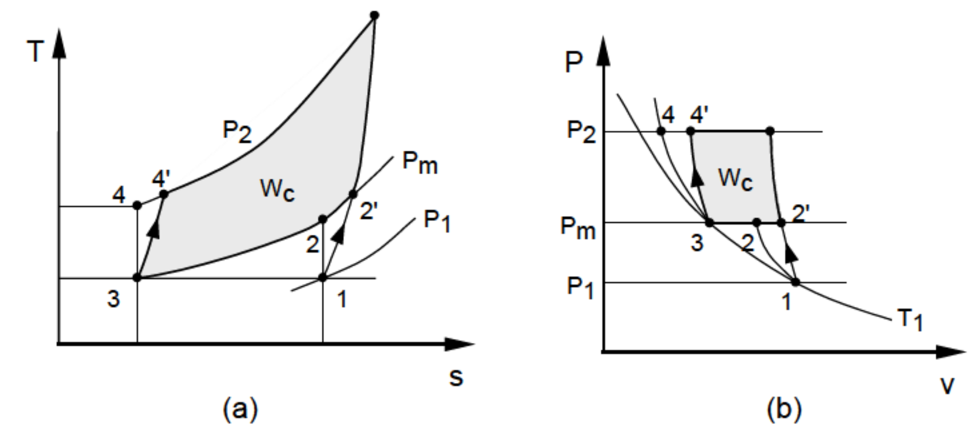


Figura 11.13

Así pues, minimizar el trabajo equivale a hacer mínimo $T_2 + T_4$.

Teniendo en cuenta que

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_m}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \qquad \frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{P_2}{P_{m1}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

multiplicando ambas igualdades, resulta

$$T_2 T_4 = T_1^2 \left(P_2 / P_1\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \text{Cte}$$

Puesto que el producto es constante, la suma $T_2 + T_4$ se hace mínima cuando $T_2 = T_4$. Esta igualdad de temperaturas implica la igualdad de trabajos de ambos compresores, así como de sus relaciones de compresión y por tanto

$$\frac{P_m}{P_1} = \frac{P_2}{P_m} \qquad P_m = (P_1 \cdot P_2)^{1/2} \tag{11.19}$$

Es facil comprobar que si en lugar de dos , se consideran *n* etapas, las presiones intermedias para el mínimo trabajo de compresión son tales que

$$\pi_1 = \pi_2 = \ldots\ldots = \pi_n = \pi^{1/n} \tag{11.20}$$

siendo el trabajo de compresión

$$|W_c| = \frac{1}{\eta_c} c_p T_1 n \left(\pi^{\frac{\gamma}{n(\gamma-1)}} - 1 \right) \tag{11.21}$$

La compresión escalonada con refrigeración intermedia mejora el trabajo neto del ciclo. No obstante el rendimiento térmico podría disminuir, ya que se reduce la temperatura media termodinámica de absorción de calor. Como luego veremos, la compresión escalonada cobra su verdadero interés cuando se integra con la regeneración.

En la práctica solo se realizan dos escalonamientos, o a lo sumo tres. Ello es debido a razones ligadas al aumento de peso, volumen, coste de la instalación y pérdidas de carga en los intercambiadores.

XI.5.4 CICLO CON EXPANSION ESCALONADA Y RECALENTAMIENTO INTERMEDIO.

Con el fin de aumentar el trabajo obtenido en la expansión se puede realizar ésta de forma escalonada y con recalentamiento intermedio. Esta aportación de calor se realiza mediante cámaras de combustión intermedias, en las que debido al elevado exceso de aire en la combustión inicial, se puede volver a quemar combustible mientras exista oxígeno sobrante, ver esquema de la instalación en la figura 11.14.

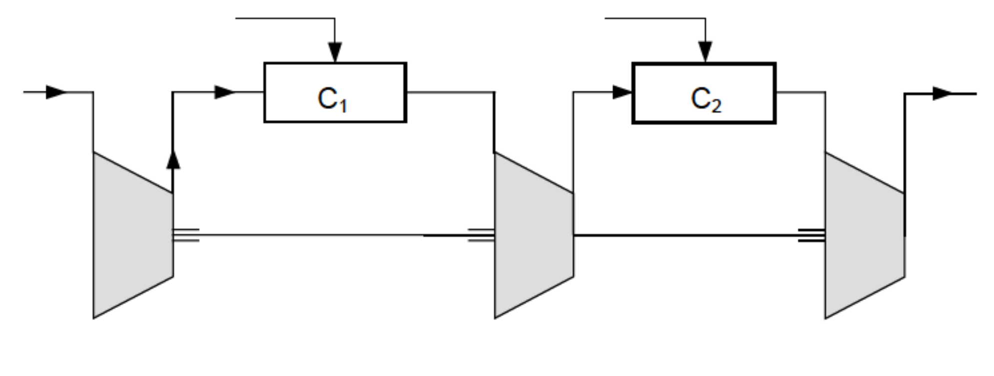


Figura 11.14

En la figura 11.15 se representa la parte del ciclo correspondiente a la expansión en los diagramas T-s y P-v. Se aprecia cómo aumenta el trabajo de expansión con respecto a la situación considerada en el ciclo simple.

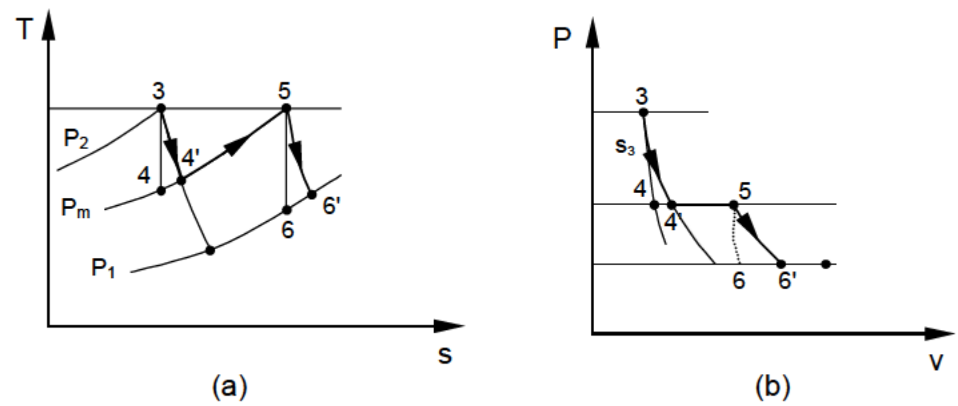


Figura 11.15

Suponiendo $\eta_{T1} = \eta_{T2}$ el trabajo de expansión es

$$w_T = \eta_T\,[(h_3-h_4)+(h_5-h_6)]$$

y considerando un intercambiado de eficacia unidad ($T_5=T_3$) y en el que no se producen pérdidas de carga, resulta

$$w_T = \eta_T C_p\,[2\,T_3 - (T_4 + T_6)]$$

La presión P_m se define de manera que el trabajo W_T sea máximo. Maximizar W_T equivale a minimizar $T_4 + T_6$ y puesto que, por consideraciones totalmente análogas a las realizadas anteriormente se comprueba que $T_4 \cdot T_6$ = Cte, resulta que el máximo de w_T se obtiene para $T_4=T_6$. Ello implica que P_m es tal que

$$\frac{P_2}{P_m} = \frac{P_m}{P_1} \qquad \text{es decir } P_m = (P_1 \cdot P_2)^{1/2}$$

De forma similar, se demuestra que para una expansión en n escalonamientos el trabajo se hace máximo para unas presiones intermedias tales que

$$\pi_1 = \pi_2 = \ldots\ldots = \pi_n = \pi^{1/n} \qquad (11.22)$$

siendo el trabajo de expansión

$$w_T = \eta_T c_P T_3 n\left(1 - \frac{1}{\pi^{\gamma/(\gamma-1)n}}\right) \qquad (11.23)$$

La expansión escalonada con recalentamiento intermedio aumenta el trabajo neto del ciclo. No obstante, puede disminuir el rendimiento térmico, ya que aunque aumenta la temperatura media termodinámica de absorción de calor aumenta también la de cesión. Por ello, la expansión escalonada cobra su verdadero interés cuando se integra con la regeneración.

XI.5.5 CICLOS REGENERATIVOS CON COMPRESIÓN Y EXPANSIÓN ESCALONADAS.

En la figura 11.16 se muestra un esquema de una turbina de gas con regeneración, compresión en dos etapas con refrigeración intermedia y expansión también en dos escalones con recalentamiento intermedio. Sus elevados rendimiento y trabajo neto pueden compensar su mayor complicación, peso, volumen y consiguiente mayor coste.

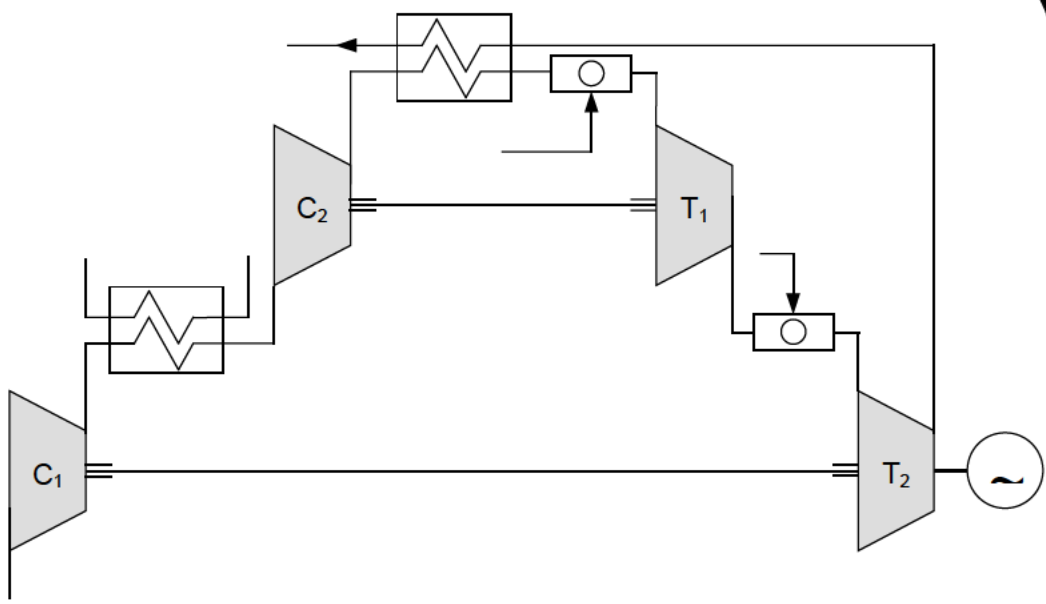


Figura 11.16

El esquema dibujado corresponde a un montaje de doble eje. Ello impone unas restricciones a los saltos de presión, ya que en este esquema la turbina de alta T_1 ha de accionar al compresor de alta C_2 , por lo que una de las presiones intermedias , la de compresión o la de expansión, no se puede fijar por mínimo trabajo de compresión o máximo de expansión.

Dada su complejidad, este tipo de ciclos sólo se presenta en instalaciones de gran potencia.

XI.5.6 CICLO ERICSSON.

Si en la compresión escalonada se aumenta el número de etapas y se lleva al límite, el proceso isoentrópico de compresión del ciclo Brayton se reemplazaría por una isoterma reversible. El ciclo resultante, ver figura 11.17, dará un trabajo neto mayor

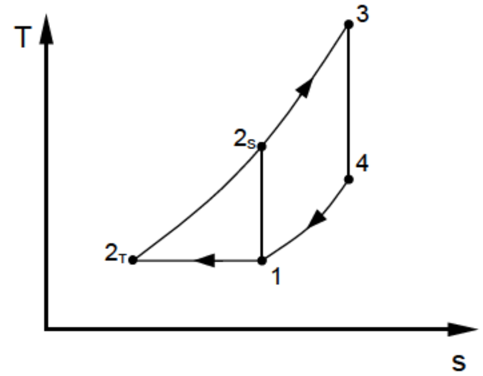


Figura 11.17

Sin embargo, el rendimiento térmico disminuye. En efecto, el ciclo resultante se puede considerar como la superposición del ciclo inicial 12_S341 y el ciclo 12_T2_S1. El primero de ellos puede a su vez considerarse como la superposición de una serie de ciclos de Carnot, todos ellos con el mismo rendimiento, ver figura 11.18. No obstante, el ciclo de la zona triangular se puede considerar como una serie de ciclos de Carnot todos ellos de menor rendimiento, y además decreciente de 1 a 2_T.

$$\frac{T_1}{T_{01}} = \frac{T_2}{T_{02}} = \cdots = \frac{T_i}{T_{0i}} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

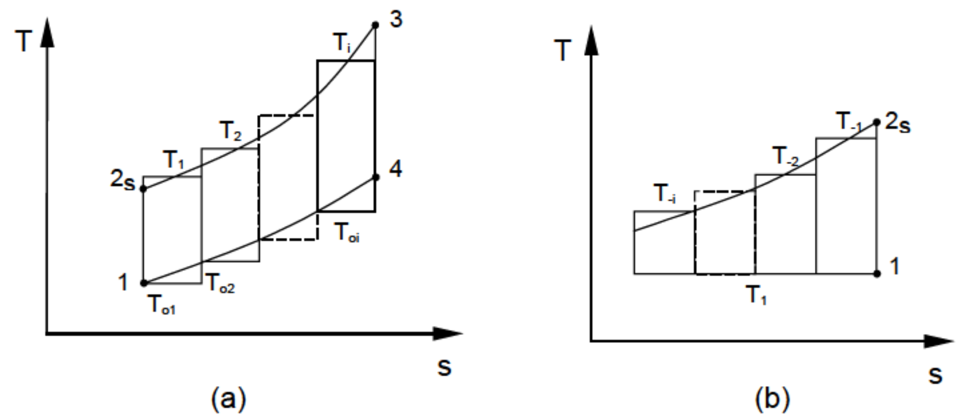


Figura 11.18

El ciclo de compresión isoterma, al tener una temperatura de salida del compresor T_1 más baja se presta a la regeneración.

Análogas consideraciones pueden realizarse con respecto a la expansión. Llevando al límite el escalonamiento en la expansión sustituimos el proceso isoentrópico por una expansión isoterma. Con ello se aumenta el trabajo neto del ciclo, pero disminuye el rendimiento térmico, como puede comprobarse por análogas consideraciones a las realizadas con respecto a la compresión.

Combinando la compresión isoterma con la expansión isoterma y la regeneración se obtiene el denominado ciclo Ericsson, ver figura 11.19. Se trata de un ciclo en el que todo el calor es cedido al ciclo a la máxima temperatura T_3 y a su vez, el calor cedido por el ciclo al foco frío se efectúa también a la mínima temperatura T_1. Por consiguiente, tiene el mismo rendimiento que un ciclo de Carnot que funcionase entre esas temperaturas extremas.

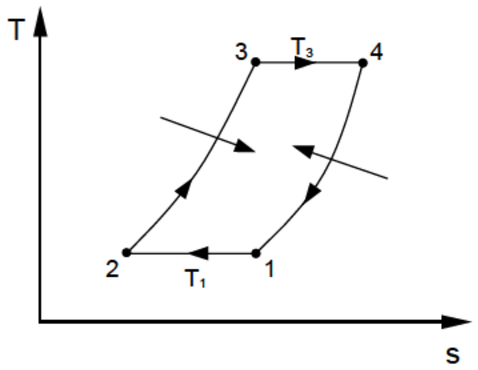


Figura 11.19

Tal y como hemos estudiado anteriormente, en los ciclos reales el número de escalonamientos en la expansión y en la compresión es como máximo tres, por razones de coste de la instalación y operatividad de la misma. No obstante, es interesante haber definido un ciclo que presenta el máximo rendimiento posible, dadas las temperaturas de los dos focos, y que no es el ciclo de Carnot.

XI.6 TURBINAS DE GAS INDUSTRIALES.

Además de para la generación de electricidad o el accionamiento mecánico directo de algunos equipos, la turbina de gas es un motor térmico muy apropiado para numerosas aplicaciones de cogeneración, dada la gran cantidad de energía presente en los gases de escape (~ 60%) y su elevado nivel térmico (~ 500 ºC).

Las TG que se ofertan actualmente en el mercado de cogeneración son básicamente de dos tipos: turbinas diseñadas originalmente como **industriales** y derivadas de la aviación o **aeroderivadas.**

Las primeras son de diseños más conservadores y en su origen basados en las experiencias con las turbinas de vapor. Puesto que las limitaciones de tamaño y peso no eran factores importantes para estas máquinas, se han caracterizado por presentar carcasas de grandes espesores, cámaras de combustión de gran diámetro, perfiles de álabes gruesos y grandes superficies frontales. La relación de compresión ha variado desde 5:1, valor típico en las unidades antiguas hasta 17:1 en las máquinas actuales. En Europa, el diseño más frecuente es el de una cámara de combustión situada lateralmente respecto al eje de la turbina.

Las turbinas industriales se caracterizan por su larga vida, elevada disponibilidad y rendimientos ligeramente superiores a las aeroderivadas. El coste inicial es más elevado, pero su coste de mantenimiento es inferior, con un periodo de funcionamiento entre revisiones en profundidad entre 50.000 h y 100.000 h, dependiendo del tipo de servicio y combustible utilizado. El nivel de ruido que genera este tipo de turbinas es inferior al de las aeroderivadas.

Estas últimas son más ligeras, con relaciones de compresión generalmente más, elevadas, siendo muy frecuentes valores de 18:1. Respecto a las turbinas de aviación,

se incorporan modificaciones en su diseño para asegurar las exigencias del funcionamiento continuo en tierra. La inversión inicial requerida es menor, pero el coste de mantenimiento es más alto, teniendo un periodo de funcionamiento hasta la puesta a cero de 15.000 h a 60.000 h. No permiten utilizar combustibles de baja calidad y sus potencias máximas son del orden de 35 MW.

Atendiendo a otro punto de vista las TG pueden ser de **eje único** o de **doble eje,** ver esquema de una turbina de doble eje en la figura 11.20. Las primeras presentan las características siguientes:

- Mecánicamente son más sencillas.

- Pequeña flexibilidad de operación, es decir, respuesta poco rápida a las variaciones de carga.

- Disminución importante del rendimiento térmico con la carga, especialmente a número de revoluciones constante, como ocurre en el accionamiento de alternadores.

- En la eventualidad de una pérdida de carga eléctrica, se reduce el problema de embalamiento, ya que la turbina tiene que arrastrar el compresor.

- La potencia de arranque es elevada, del orden del 3% de la potencia de la máquina.

- Por su sencillez y características son el tipo de TG más utilizado en aplicaciones de cogeneración.

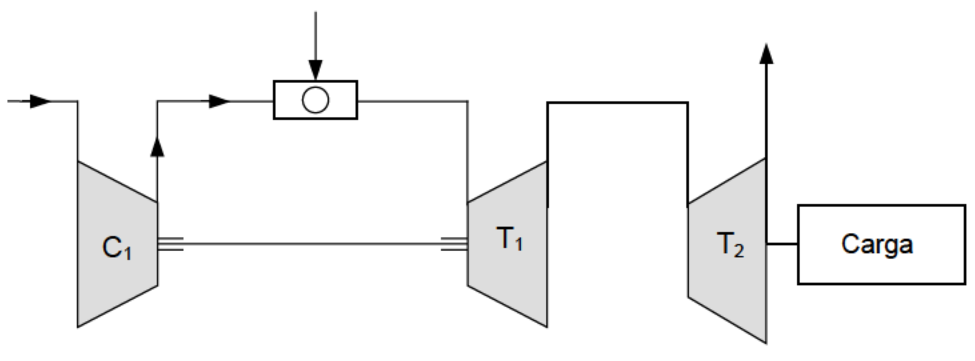


Figura 11.20

En una TG de **dos ejes**, la turbina de alta presión acciona al compresor, siendo el conjunto un generador de gas para el cuerpo de turbina de baja presión, que es la que acciona el generador eléctrico. Esta disposición constructiva permite incluso eliminar el reductor de velocidad entre la turbina de potencia y el generador eléctrico, mientras el generador de gas gira a elevada velocidad.

XI.7 INSTALACIONES DE CICLO COMBINADO.

La primera aplicación de los ciclos combinados data de los años sesenta, pero entonces no eran todavía muy utilizados, debido a que los rendimientos de las TG estaban por debajo de 0,25 y en consecuencia, el rendimiento del ciclo combinado no alcanzaba el valor de 0,4, que ya se conseguía con las instalaciones basadas en el ciclo Rankine.

Esta situación cambió radicalmente en los años setenta debido por una parte, al rápido aumento en el precio de los combustibles y por otra, a las notables mejoras en el rendimiento de las TG, lo que condujo a una atención preferente a los ciclos combinados, con los que ya era posible alcanzar rendimientos superiores al 40%.

La mayoría de las instalaciones de ciclo combinado instaladas durante los años ochenta tienen rendimientos netos comprendidos entre 0,40 y 0,50. Las potencias de las plantas están comprendidas entre 60 a 600 MW, existiendo en algunos casos instalaciones con varias unidades que permiten alcanzar potencias de hasta 2000 MW.

Por ciclo combinado se entiende la combinación de una turbina de gas con una caldera de recuperación y una turbina de vapor. De esta forma, la energía térmica de los gases de escape de la TG es aprovechada en una caldera de recuperación para la generación de vapor que es llevado a una TV. La potencia eléctrica total obtenida es la suma de las potencias de la TG y de la TV. La figura 11.21 representa un esquema de ciclo combinado para le generación de electricidad.

El ciclo combinado encuentra su fundamento en el hecho de que la TG expulsa gases con un alto contenido energético, energía que es utilizada en el ciclo de vapor. De esta forma se consigue una utilización integral de la energía puesta en juego y en definitiva, se eleva el rendimiento térmico global.

A medida que han ido desarrollándose TG con temperaturas de trabajo más elevadas, se ha ido aumentando también la energía disponible en los gases de escape, justificándose más su aprovechamiento. Además, como la turbina trabaja con grandes excesos de aire, ello permite la combustión de un combustible adicional, para aumentar así la energía disponible en los gases.

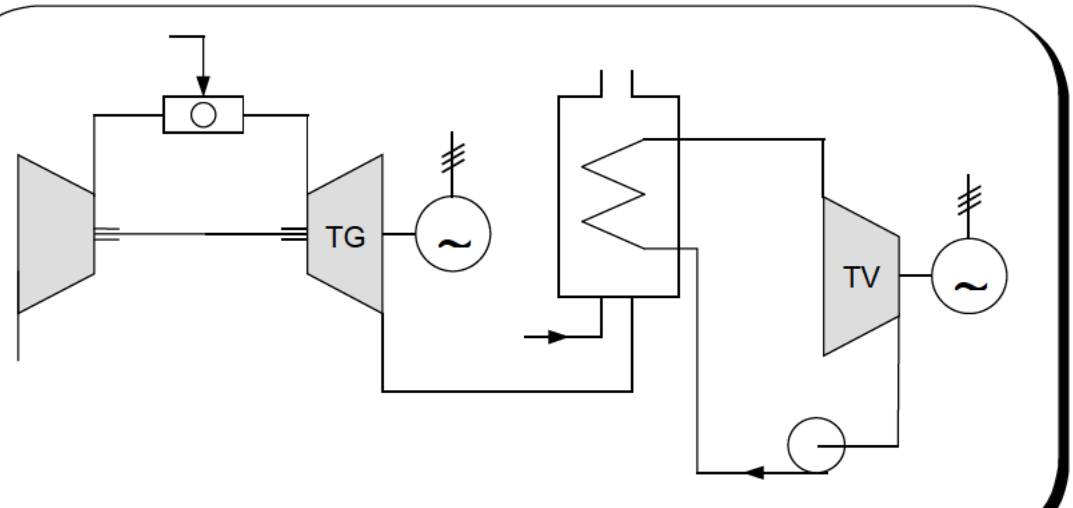


Figura 11.21

XI.7.1 ANALISIS TERMODINAMICO DE UN CICLO COMBINADO.

En un ciclo combinado el elevado grado de utilización del combustible es consecuencia del hecho de que se integran en él las ventajas de la TG (elevada temperatura de calor suministrado) con las de la TV (baja temperatura del calor disipado).

Consideremos una planta consistente en dos motores térmicos combinados, según el esquema que se muestra en la figura 11.22. El calor Q_{SI} cedido por el ciclo superior, de rendimiento térmico η_S es suministrado al ciclo inferior de rendimiento térmico η_I.

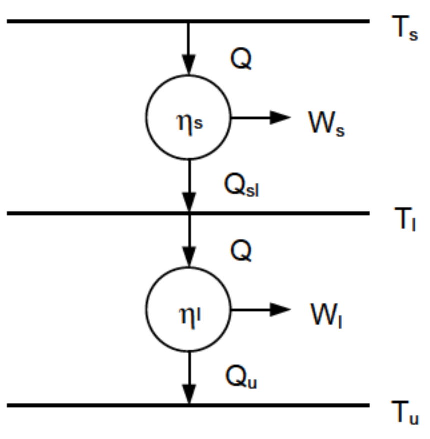


Figura 11.22

El trabajo producido en el ciclo superior es

$$W_S = \eta_S \cdot Q$$

y en el inferior

$$W_I = \eta_I \cdot Q$$

siendo

$$Q_{SI} = Q\,(1 - \eta_S)$$

Por consiguiente, el trabajo total es

$$W = W_S + W_I = Q\,(\eta_S + \eta_I - \eta_S\,\eta_I)$$

Así pues, el rendimiento térmico de la planta de ciclo combinado es

$$\eta_t = \frac{W}{Q} = \eta_S + \eta_I - \eta_S\,\eta_I \qquad (11.24)$$

El interés de un ciclo combinado para la producción de trabajo es pues evidente. El rendimiento térmico del ciclo superior aumenta en η_I (1- η_S) cuando el calor cedido es utilizado para producir un trabajo adicional en un ciclo a más baja temperatura.

Vamos ahora a referirnos a una instalación típica de ciclo combinado consistente en una TG y una TV de condensación. Con el fin de aumentar la producción de vapor, se ha supuesto que existe postcombustión, utilizándose el oxígeno de los gases que salen de la turbina de gas como comburente.

En el diagrama Ts de la figura 11.22 se representa el ciclo equivalente en la turbina de gas de combustión interna y el ciclo equivalente de vapor. En la caldera de recuperación los gases de escape de la TG se enfrían desde 4 a 5 cediendo el calor al agua que pasa del estado 6 al de vapor recalentado 9.

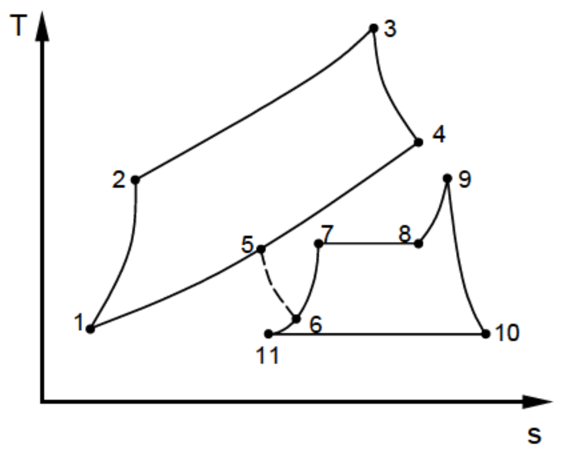


Figura 11.23

Siendo $\dot{m}$ el gasto de aire que atraviesa la TG y f el dosado de combustible, es decir, masa de combustible por unidad de masa de aire, el gasto en 4 será

$$\dot{m}_4 = \dot{m}\ (1+f) \approx \dot{m}$$

Llamando f_p al dosado de postcombustión referido al aire en el compresor de la turbina, es decir, consumo de combustible en la postcombustión por unidad de masa de aire que atraviesa el compresor, a partir de la definición de rendimiento de un generador de vapor, se obtiene que el gasto de vapor producido en la caldera de recuperación es

$$m_v = [\ m\ (1+f)\ h_4\ (T_{GE}\ ) + m\ f_p\ PCI\ ]\ \eta_{GV} / (h_9 - h_6\ )$$

donde η_{GV} es el rendimiento del generador de vapor, h_4 es la entalpía de los gases de escape, función de la temperatura T_{GE} y h_9, h_6 son las entalpías específicas del vapor producido y del agua de alimentación a la caldera respectivamente.

La potencia eléctrica producida por la TV es

$$N_{TV} = \dot{m} \ \eta_m \eta_{el} (h_9 - h_{10})$$

donde η_m , η_{el} son el rendimiento mecánico y eléctrico respectivamente del grupo turboalternador. Por su parte la potencia de la TG es

$$N_{TG} = \dot{m} \ \eta^*_m \ \eta^*_{el} (h_3 - h_4)$$

y la potencia eléctrica total de la instalación es obviamente N_{TV}+N_{TG}.

El rendimiento eléctrico de la planta de ciclo combinado resulta

$$\eta = \frac{N_{TG} + N_{TV}}{\dot{m} PCI (f + f_p)} \tag{11.25}$$

XI.8 TURBINA DE GAS DE COMBUSTION EXTERNA.

En este tipo de motores el fluido describe un proceso cíclico, no experimentando reacciones químicas en su seno como ocurre en las de combustión interna. El calor es cedido al fluido motor por un foco caliente, a través de una superficie de intercambio e igualmente un foco frío recibe calor del fluido.

Los elementos básicos que constituyen la instalación son:

caldera de fluido no condensable (foco caliente), expansor, refrigerador (foco frío) y compresor. La figura 11.24 representa una turbina de gas de combustión externa, con compresión en dos etapas y enfriamiento intermedio y con regenerador.

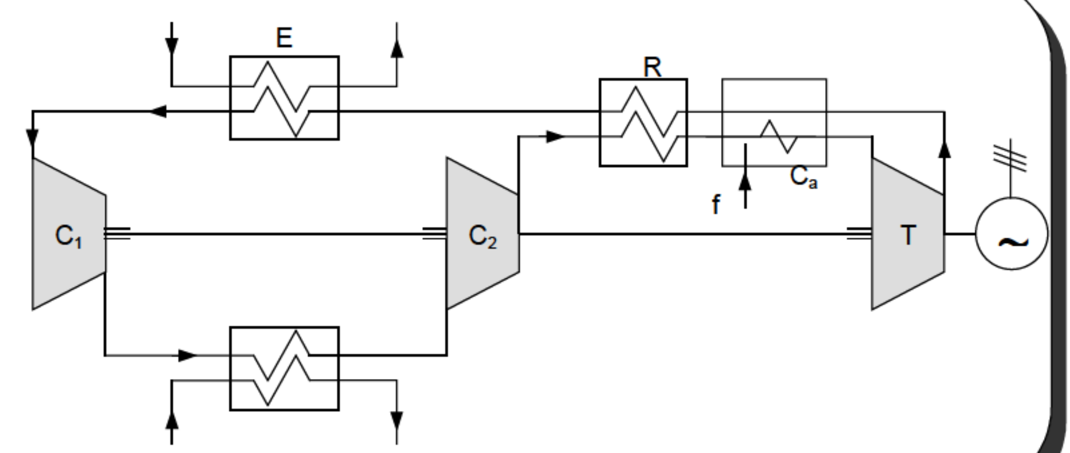


Figura 11.24

El fluido motor puede ser aire, CO_2 o algún gas noble como He, Ar. etc. En la caldera de fluido no condensable, Ca, los gases de combustión ceden calor al fluido motor a través de los tubos.

Como ventajas más importantes de este tipo de instalaciones se pueden señalar las siguientes:

- Al no existir combustión en el fluido motor, se puede utilizar cualquier gas y además, se evitan la corrosión y erosión originadas por ciertos productos de la combustión.

- Al ser un ciclo cerrado, se pueden elevar las presiones de baja y alta manteniendo la relación de compresión óptima. De esta forma se aumenta la densidad del gas y se reduce el tamaño de la máquina.

- Se simplifica la regulación de la carga, ya que variando la presión en el circuito se puede modificar el gasto y en definitiva la potencia.

Como inconvenientes más importantes se pueden destacar:

- Mayor complejidad de la instalación y en definitiva coste más elevado. De hecho, estas instalaciones solamente existen para potencias elevadas.

- Necesidad de emplear agua en los enfriadores, ya que la refrigeración por aire agravaría aun más el problema de peso y volumen que anteriormente hemos comentado

XI.9 BIBLIOGRAFÍA.

1. Chambadal, P., La turbine a gàz, Eyrolles,1976.

2. Basic Gas Turbine Engine Technology, International Gas Turbine Institute, ASME, 1986

3. Whittle F. , Gas Turbine Aerothermodynamics, Pergamon Press, 1983.

4. Cohen H., Rogers G., Saravanamuttoo C., Gas Turbine Theory, Longman, 1984.

5. Harman R.T., Gas Turbine Engineering, Macmillan Press, 1983.

6. Cusso R., Pucci M., Galletti A., High efficiency combined cycles, Quaderni Pignone 43, 1987.

7. Muñoz M., Payri F., Turbomáquinas Térmicas, ETS de Ingenieros Industriales de Madrid, 1983.

LECCIÓN XII MOTORES ALTERNATIVOS DE COMBUSTIÓN INTERNA

XII.1 INTRODUCCIÓN.

Los motores alternativos de combustión interna, (MACI), son con mucho el tipo de motor térmico más utilizado para la transformación de energía química de un combustible en trabajo. En sus aplicaciones convencionales, el objetivo es producir el máximo trabajo con el rendimiento más alto posible.

Como es de todos conocido, los motores alternativos son máquinas volumétricas, consistentes básicamente en un dispositivo cilindro-émbolo, en el que se introduce a través de unas válvulas o lumbreras el aire y el combustible. Una vez efectuada la combustión, los gases resultantes de la misma son expulsados al exterior a través de las válvulas de escape. Mediante las reacciones químicas de combustión se libera la energía química del combustible y parte de esa energía es transformada en el efecto útil del motor, que es el trabajo mecánico que se transmite por el mecanismo biela-manivela.

Los adelantos de estos últimos años en la recuperación del calor eliminado, juntamente con la coyuntura de los precios de la energía, ha permitido la utilización cada vez más frecuente de motores alternativos en instalaciones de cogeneración.

En un motor alternativo, aproximadamente el 30-45 % de la energía que hay en el combustible es convertida en trabajo en el eje. La energía restante es eliminada en forma de calor o energía térmica de los gases de escape. Una fuente de calor recuperable es la correspondiente al agua de enfriamiento de las camisas, que representa del 20-30 % de la energía del combustible y a una temperatura entre 80-90 ^{o}C.

La segunda fuente de calor recuperable es el escape, del cual aproximadamente el 60 % es económicamente recuperable. Este calor residual es disponible a una temperatura más elevada, entre 300-450 ^{o}C y representa del orden del 15-25 % de la energía del combustible. Hay una tercera fuente de calor recuperable, aunque ya de menor importancia, que es el calor del circuito de lubricación del motor.

Los MACI se utilizan como planta motriz en campos tales como la industria del automóvil, en la maquinaria agrícola y de la construcción, en la propulsión marina con motor Diesel, en la propulsión aeronáutica (en gran parte sustituidos por la turbina de

gas) y y en las centrales termoeléctricas con motor Diesel, así como en plantas de cogeneración.

Se caracterizan por presentar un rendimiento elevado, arranque rápido y facilidad para modular la carga sin una disminución apreciable en su rendimiento. Como desventajas se puede señalar su potencia limitada, así como la imposibilidad de utilizar combustibles sólidos.

XII.2 CLASIFICACIÓN.

Teniendo en cuenta el tipo de proceso termodinámico de combustión, los MACI se clasifican en dos grandes grupos:

- Motores de **encendido provocado** (MEP) o por chispa, a los que también se denomina motor Otto o de explosión y también de gasolina, por el tipo de combustible utilizado.

- Motores de **encendido por compresión** (MEC) o motores Diesel o de autoencendido, en los que el combustible utilizado es el gasóleo o fuelóleo.

Hay también otros criterios para la clasificación de los motores. Así, según el modo de realizarse el ciclo se clasifican en motores de cuatro tiempos y de dos tiempos. En el motor de **cuatro tiempos** se requieren cuatro carreras del émbolo, es decir, dos revoluciones del motor, para realizar un ciclo completo. Por el contrario, en un motor de **dos tiempos** el ciclo se realiza en solo dos carreras del émbolo, esto es, en una revolución.

Según el sistema de admisión del combustible se clasifican en motores de carburación o motores de inyección. En los motores de bujía, la mezcla se forma en el carburador y entra en el cilindro a través de la válvula de aspiración. La válvula de mariposa del carburador sirve para regular la cantidad de mezcla que entra al cilindro.

En los MEC el combustible se introduce por medio de un inyector. La cantidad de combustible se regula mediante la bomba de inyección, mientras que el aire entra por el conducto y la válvula de aspiración.

Hay otros numerosos criterios para clasificar a los motores. Así, los MEP se clasifican a su vez según el sistema de encendido, según el combustible utilizado, etc. . A su vez los MEC pueden ser motores lentos o rápidos, con diferentes sistemas de inyección, etc. .

XII.3 CICLO OPERATIVO DE UN MEP.

Entendemos por ciclo operativo la sucesión de operaciones que el fluido motor experimenta en el cilindro y repite periódicamente. En un motor de 4T el ciclo operativo

se realiza en cuatro carreras del émbolo mientras que en uno de 2T se requieren solamente dos carreras, esto es, una revolución del eje.

En la figura 12.1 representamos esquemáticamente el cilindro-émbolo de un MEP con sus dos válvulas de admisión A y escape E y la bujía. Se representa también el diagrama indicado para una situación ideal. Como veíamos en la lección VI el diagrama obtenido con el indicador refleja la variación de presión con el volumen ocupado por el fluido (en principio mezcla de aire combustible y después gases de combustión) en el interior del cilindro.

Consideremos un émbolo en el **punto muerto superior**, PMS, es decir, en el extremo izquierdo de su recorrido. En el cilindro queda el **volumen residual**, V_c, lleno de gases de combustión, resultantes del ciclo anterior, a la presión P_o , punto 0 del diagrama indicador. En el momento de iniciarse la carrera del émbolo y comenzar éste a desplazarse hacia la derecha, se abre la válvula de admisión A y penetra en el interior del cilindro una mezcla de aire-combustible, en una proporción conveniente y que ha sido preparada previamente en el carburador.

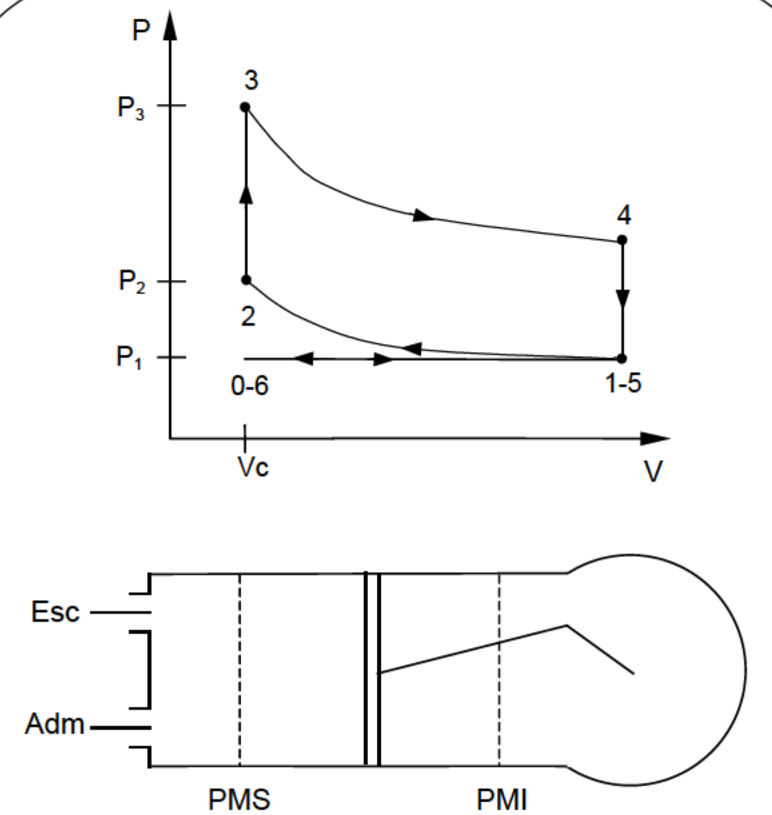


Figura 12.1

Supuesto que no hay pérdidas de carga, la aspiración se efectúa a la presión constante P_0 y finaliza cuando el émbolo alcanza el final de su carrera, es decir, el **punto muerto inferior** , PMI. Una vez que el émbolo llega al extremo de su carrera termina la fase de aspiración, (1er tiempo). En el cilindro habrá una mezcla de aire-combustible con los productos de combustión que quedaban del ciclo anterior, punto 1 del diagrama

indicador. De forma análoga a lo dicho en la lección VI, se llama **cilindrada** al volumen desplazado desde el PMS al PMI.

En ese momento, la válvula A se cierra y el émbolo comienza a moverse de derecha a izquierda, de modo que la mezcla combustible que hay en el cilindro se comprime (2º tiempo). Cuando la presión alcanza el valor P_2, teóricamente cuando el émbolo se ha desplazado hasta el PMS, finaliza este segundo tiempo y en ese momento salta una chispa en la bujía que inflama la mezcla combustible. El proceso de combustión se produce de forma prácticamente instantánea, por eso se les denomina motores de explosión. El émbolo no tiene tiempo de desplazarse y se puede considerar que la combustión se realiza de forma isócora.

En el proceso de combustión se libera una gran cantidad de energía, debida a la cual los gases resultantes elevan su temperatura y presión hasta el valor correspondiente al punto 3 del diagrama indicador. Empujado por esta presión, el émbolo se desplaza hacia la derecha , realizando los gases un trabajo de expansión, (3er tiempo).

Al llegar al PMI se abre la válvula de escape y se produce una caída brusca de presión, que en este diagrama idealizado suponemos que es instantánea, de 4 a 5. Con la válvula E abierta, el émbolo se desplaza de derecha a izquierda (4º tiempo) y barre del cilindro a la atmósfera los gases de combustión hasta llegar al PMS, punto 6. A continuación, comienza un nuevo ciclo. En la figura 12.2 se representan los tiempos descritos para un MEP de cuatro tiempos.

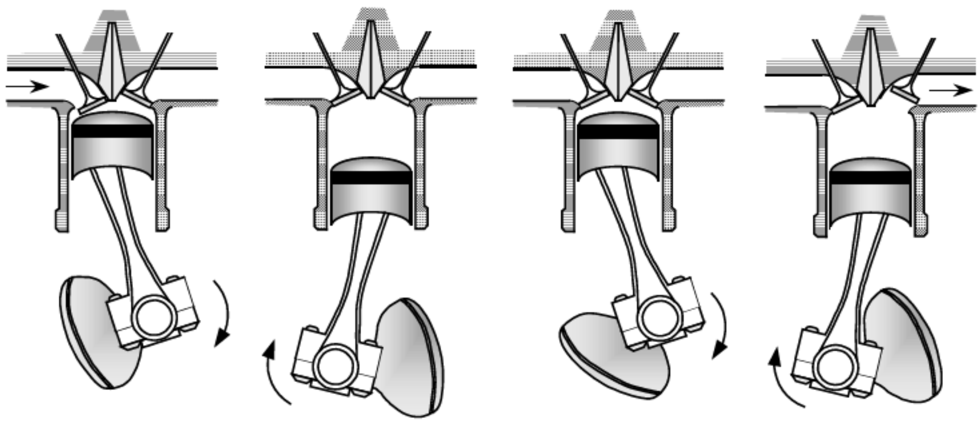


Figura 12.2

En esta descripción nos hemos referido al motor de **cuatro tiempos**, 4T, es decir, un motor en el que son necesarias dos vueltas del cigüeñal, esto es, cuatro carreras del émbolo, para realizar el ciclo completo. En un motor de **dos tiempos**, 2T, el ciclo completo se efectúa en una vuelta del cigüeñal, de modo que hay un tiempo motor por vuelta.

El motor de 2T se trata de un motor sin válvulas, en el que el mismo émbolo abre o cierra las aberturas de admisión y escape, ver figura 12.3. No existe pues carrera de admisión ni escape, que son sustituidas por un barrido de gases de combustión. La

parte cíclica del diagrama indicador es totalmente semejante a la del motor de cuatro tiempos.

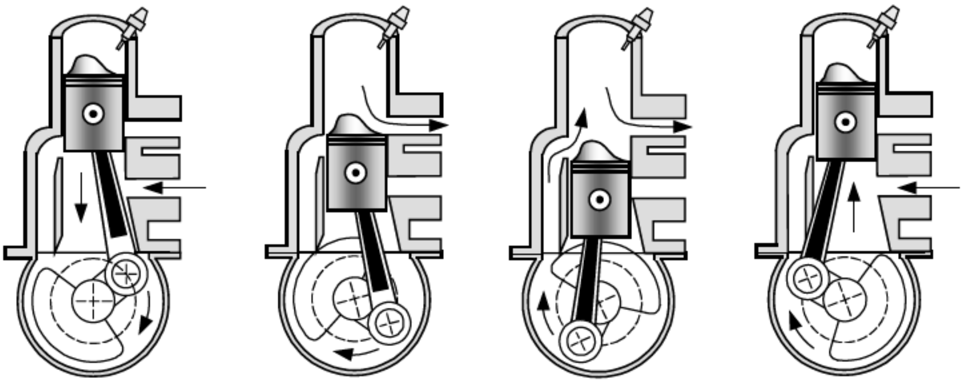


Figura 12.3

Diagrama del indicador real

El diagrama indicador de la figura 12.1 es como decíamos un diagrama idealizado. El aspecto que presenta realmente es semejante al que se refleja en la figura 12.4.

La diferencia de forma entre el diagrama teórico y el real consiste en un diferente perfil en las líneas de expansión y compresión, en la sustitución de los tramos rectilíneos de absorción y cesión del calor por trazos curvos y en el redondeamiento de los ángulos agudos, ver figura 12.4.

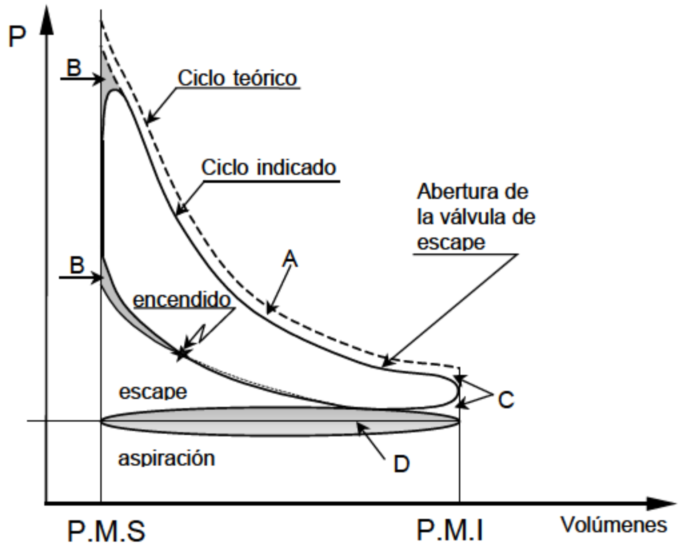


Figura 12.4

Son varias las causas que originan esas diferencias. Por una parte, las pérdidas de calor, que en el ciclo teórico no existen, mientras que en el ciclo real son bastante importantes. Por consiguiente, las líneas de compresión y expansión no son adiabáticas, sino politrópicas de exponente $n > \gamma$ para la expansión y $n < \gamma$ para la compresión.

Además, en el diagrama teórico se supone que la combustión es instantánea, realizándose a volumen constante. Pero en el real la combustión dura un cierto tiempo. Es necesario anticipar el encendido para que la combustión tenga lugar, en su mayor parte, cuando el pistón se encuentra en la proximidad del PMS. Ello provoca una disminución del trabajo, con respecto al caso ideal.

En el diagrama teórico se supone que la cesión de calor se realiza en el PMI de forma instanánea. Por el contrario, en el real la cesión de calor tiene lugar en un tiempo relativamente largo, de forma que la válvula de escape se abre con una cierta anticipación, para que una parte de los gases salga del cilindro antes de que el émbolo alcance el PMI.

Existe por último otra diferencia importante con respecto al diagrama del indicador teórico. Durante la carrera de aspiración, la presión del cilindro es inferior a la que se tiene durante el escape, de forma que la presión en la aspiración es inferior a la atmosférica y en el escape superior. Se crea por tanto en el diagrama indicado una superficie negativa, que constituye lo que se denomina **trabajo de bombeo**.

Con respecto a las causas que originan las diferencias en los valores de la presión y temperatura máximas, podemos citar dos como más importantes: por una parte, el hecho de que los calores específicos de los productos de la combustión son mayores que los del aire y además, aumentan con la temperatura. Ello da lugar a que los valores de la presión y temperatura máximas en el diagrama real sean inferiores a los correspondientes al teórico.

Además, se origina una disociación de los productos de la combustión, lo cual se produce con absorción de calor, ya que esas reacciones de disociación son endotérmicas. Ello da lugar a una disminución de la temperatura máxima alcanzable y una reducción del trabajo. A este respecto hay que tener también en cuenta que, durante la expansión, se produce una parcial reasociación con liberación de calor y en definitiva, se consigue una parcial recuperación del trabajo anteriormente perdido.

El área encerrada dentro del diagrama indicador representa el trabajo indicado, es decir, el trabajo cedido por el fluido motor para cada ciclo de funcionamiento. La relación entre el área del diagrama del indicador ideal, W_I^{id} y del real W_I se denomina **rendimiento interno** o **indicado** del motor, esto es

$$\eta_I = \frac{W_I^{id}}{W_I} \qquad (12.1)$$

XII.4 CICLO OPERATIVO DE UN MEC.

La relación de compresión puede aumentarse si en lugar de comprimir la mezcla aire-combustible se comprimiera solo aire y a continuación, se introdujera combustible en el cilindro. Este es precisamente el principio de funcionamiento de los motores de combustión a presión constante, cuyo ciclo de comparación es como veremos el ciclo Diesel.

Veamos el modo de funcionamiento de un motor de combustión a presión constante, utilizando para ello el diagrama indicador idealizado que se muestra en la figura 12.5. En el PMS queda una masa de gases de combustión que ocupan el volumen residual V_c . Al desplazarse el émbolo de izquierda a derecha, se abre la válvula de admisión y entra aire atmosférico, que se mezclará con esos gases residuales, finalizando la fase de aspiración cuando el émbolo alcanza el PMI.

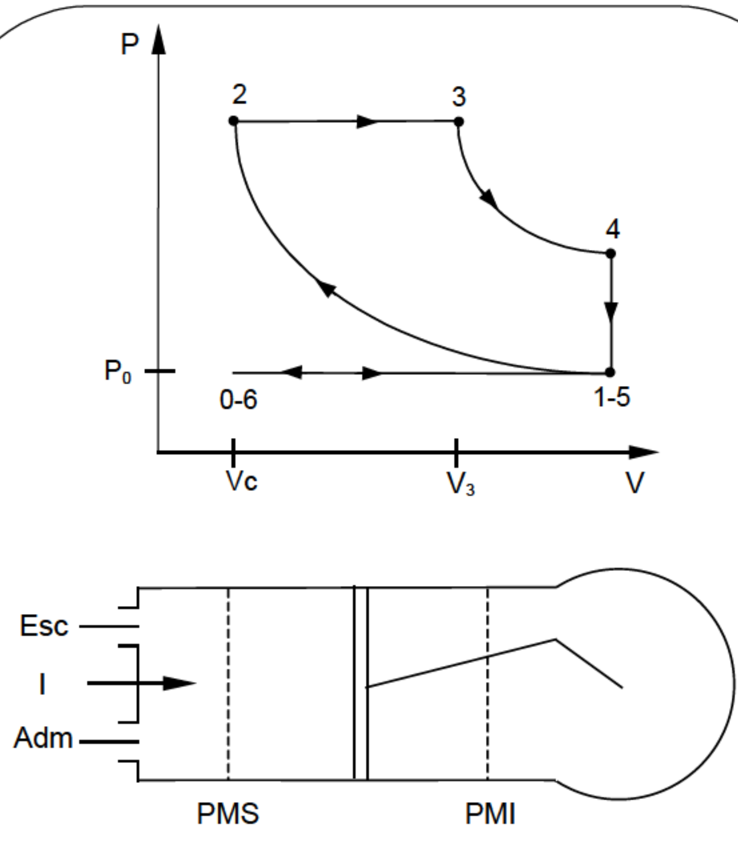


Figura 12.5

En ese momento se cierra la válvula A y en la 2da carrera el aire se comprime adiabáticamente. Esta compresión ha de ser tal que la temperatura final que adquiera el aire debe de ser suficiente para inflamar el combustible que se va a inyectar a continuación por medio de la válvula de inyección I. Finaliza así el tiempo de compresión.

A continuación, el émbolo se desplaza otra vez de izquierda a derecha, al mismo tiempo que la válvula I inyecta en el cilindro el combustible líquido, que puede ir emulsionado con aire. Esta inyección de combustible se efectúa de forma que la presión, mientras se realiza la combustión, se mantiene constante, finalizando cuando los gases de combustión ocupan el volumen V_3, punto 3 del diagrama indicador.

A partir de este momento se efectúa la expansión de los gases de combustión, que se prolonga hasta que el émbolo alcanza el PMI. En este momento se abre la válvula de escape E. En el diagrama indicador idealizado que hemos dibujado, se considera que la presión cae instantáneamente hasta equilibrarse con P_0. Finalmente, al desplazarse el émbolo nuevamente hacia la izquierda se expulsan los gases de combustión, hasta que el émbolo llegue al PMS. En ese instante se cierra E y se abre A, iniciándose un nuevo ciclo de funcionamiento. La figura 12.5 representa las fases del ciclo de inyección.

Así pues, la diferencia fundamental de este motor respecto al de combustión a volumen constante es que éste no necesita bujías para iniciar la combustión, aunque es necesaria una válvula para la inyección del combustible.

La descripción que hemos hecho se refiere naturalmente al motor de cuatro tiempos. En uno de dos tiempos, el ciclo del diagrama indicador es totalmente semejante, solamente que no hay tiempo de aspiración y expulsión, de manera que por cada vuelta del cigüeñal describe un ciclo completo.

Así pues, en un MEC la inyección de combustible a elevada presión se efectúa al final de la compresión. Por ello, se utilizan combustibles más pesados, como el gasóleo, que tienen temperaturas de autoinflamación más bajas, debiendo ser pulverizados mediante el empleo de altas presiones de inyección.

Diagrama del indicador real

Con respecto a los diagramas real y teórico, existen como en el MEP diferencias en la forma y en los valores de las presiones y temperaturas. Algunas de estas diferencias son originadas por las mismas causas que hemos descrito en el MEP, pero otras son específicas del MEC y es a ellas a las que ahora nos vamos a referir.

Si bien en el diagrama teórico se supone que la combustión se realiza a presión constante, en la práctica esa presión varía. En realidad, salvo en los motores muy lentos, una parte de la combustión se lleva a cabo a volumen constante y otra parte a presión constante, ver figura 12.6.

En un MEC la disociación no tiene un efecto tan importante como en el MEP, ya que el exceso de aire es más alto y en consecuencia la temperatura máxima es más reducida, con lo cual disminuye también la disociación de dichos productos. Al no haber estrangulamiento en la aspiración, puesto que en los MEC no existe válvula de mariposa, las pérdidas por bombeo son inferiores.

Esto es válido en el caso de motores de 4T. En los de 2T, las pérdidas por bombeo son importantes, así como las causadas por la interrupción de la expansión antes del PMI.

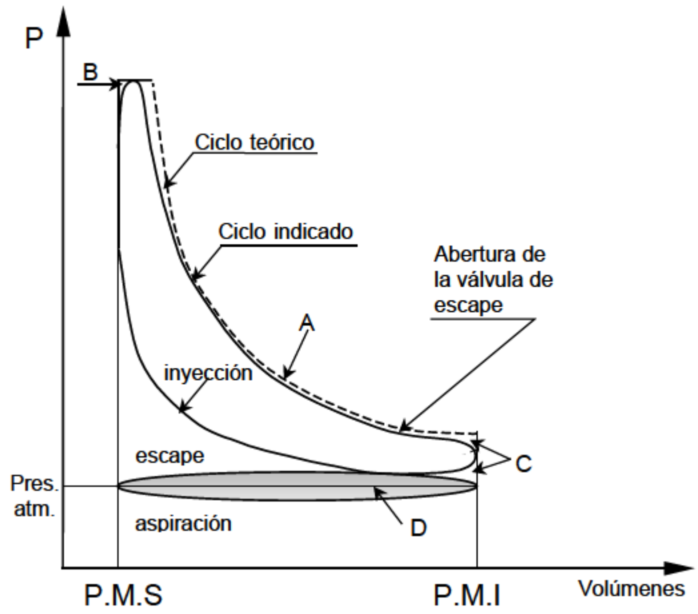


Figura 12.6

XII.5 CICLOS DE AIRE ESTANDAR.

En un motor alternativo, tanto si es de dos como de cuatro tiempos, de en cendido por chispa o por compresión, no existe un fluido que describa un proceso cíclico y por consiguiente, como ya estudiábamos en la lección I, no tiene en principio sentido definir el rendimiento térmico.

No obstante, dadas las dificultades que se le presentan al ingeniero si quiere realizar cálculos realistas y detallados, se suele recurrir en una primera aproximación a reemplazar el fluido real por aire. Se considera así un ciclo de comparación, que nos da una primera orientación sobre el comportamiento termodinámico del motor.

Para un motor por chispa el ciclo de comparación es el denominado ciclo Otto, mientras que para el de encendido por compresión es el denominado ciclo Diesel.

En una primera aproximación se considera el aire como gas ideal de calor específico constante. Se puede mejorar el modelo teniendo en cuenta la variación del calor específico con las diferentes temperaturas a las que se encuentra en el ciclo. Un modelo más refinado es el del ciclo aire-combustible, en el que se tiene ya en cuenta la diferente composición del fluido motor en las distintas fases del ciclo.

XI.5.1 CICLO OTTO.

El **ciclo Otto** de aire estándar es, como ya se ha indicado, el correspondiente a un motor térmico ideal de encendido provocado, en el cual el diagrama indicador sea el idealizado y el fluido sea un gas perfecto de calor específico constante y que recorra sucesivos ciclos termodinámicos.

En la figura 12.7 se representa el ciclo Otto en un diagrama **P-v** y en un **T-s**. En el estado 1, el aire está a la misma presión y temperatura a que se encuentra la mezcla real al final de la admisión, punto 1 del diagrama indicador. Se comprime ese aire isoentrópicamente hasta alcanzar la presión P_2 , estado 2.

El proceso de combustión es sustituido en el ciclo de comparación por un proceso isócoro, donde el calor absorbido por el aire es tal que el estado final se encuentra a la presión P_3 , estado 3. A continuación se considera una expansión isoentrópica hasta el esado 4. Finalmente se considera un proceso isócoro con cesión de calor al exterior, de modo que el estado final sea nuevamente el estado 1.

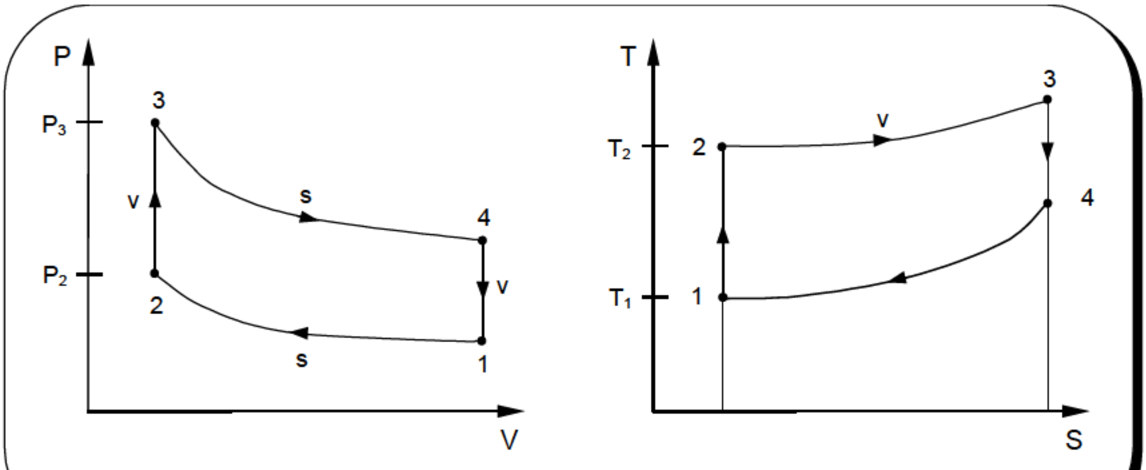


Figura 12.7

Considerando el aire como un gas ideal de calor específico constante, se tiene que el calor absorbido es

$$q = u_3 - u_2 = c_v (T_3 - T_2)$$

y el calor cedido al foco frío

$$q_0 = u_1 - u_4 = c_v (T_1 - T_4)$$

de manera que el rendimiento térmico resulta

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_0|}{q} = 1 - \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1} \cdot \frac{T_1}{T_2}$$

Se denomina **grado de compresión** ε a la relación entre los volúmenes específicos antes y después de la compresión, esto es

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$$

Por tanto

$$\frac{T_1}{T_2} = \left[\frac{v_1}{v_2}\right]^{1-\gamma} = \frac{1}{\varepsilon^{\gamma-1}}$$

Por otra parte, dado que

$$\frac{P_4 \cdot v_4}{P_1 \cdot v_1} = \frac{P_3 \cdot v_3}{P_2 \cdot v_2}$$

y como $v_4 = v_1$ y $v_3 = v_2$, se tiene que

$$\frac{P_4}{P_1} = \frac{P_3}{P_2}$$

Como además

$$\frac{P_4}{P_1} = \frac{T_4}{T_1} \quad y \quad \frac{P_3}{P_2} = \frac{T_3}{T_2}$$

se puede escribir que

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}$$

Sustituyendo estas relaciones en las expresiones de *q* y $|q_0|$ se tiene

$$q = c_v T_1 \varepsilon^{\gamma-1}\left(P_3/P_2 - 1\right)$$
$$|q_0| = c_v T_1\left(P_3/P_2 - 1\right)$$

de manera que el trabajo neto del ciclo es

$$W = q - |q_0| = c_V\left(P_3/P_2 - 1\right)\left(\varepsilon^{\gamma-1} - 1\right) \qquad (12.2)$$

Así mismo, sustituyendo en la exoresión del rendimiento, resulta finalmente

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\gamma-1}} \tag{12.3}$$

De acuerdo con este resultado, el rendimiento térmico depende solamente del grado de compresión, aumentando conforme éste aumenta. Esta conclusión indica claramente que será necesario aumentar la relación de compresión si se quiere mejorar el rendimiento térmico del motor. Igualmente, el trabajo neto del ciclo aumenta con la relación de compresión.

No obstante, al aumentar ε aumenta la presión y temperatura de la mezcla, pudiéndose así llegar al límite de autoinflamación, que ocasionaría el rápido deterioro de los elementos del motor, debido a su carácter detonante. Por ello, con el fin de lograr valores de ε elevados se agrega al combustible elementos **antidetonantes**. Ahora bien, si aumentamos la presión de 2 aumentará también la de 3 y serán necesarios motores más robustos. Se puede empobrecer la mezcla y regular así la presión máxima P_3 aunque naturalmente ese empobrecimiento no puede ser excesivo, ya que la potencia disminuye conforme la mezcla aire-combustible se empobrece.

XI.5.2 CICLO DIESEL.

En un motor de encendido por compresión, el ciclo de comparación es el denominado **ciclo Diesel**. La combustión a presión constante es reemplazada por un proceso isóbaro de absorción de calor. La brusca caída de presión entre los puntos 4 y 5 del diagrama indicador es sustituida por un proceso isócoro en el que se cede calor. En la figura 12.8 se representa el ciclo Diesel en un diagrama P-v.

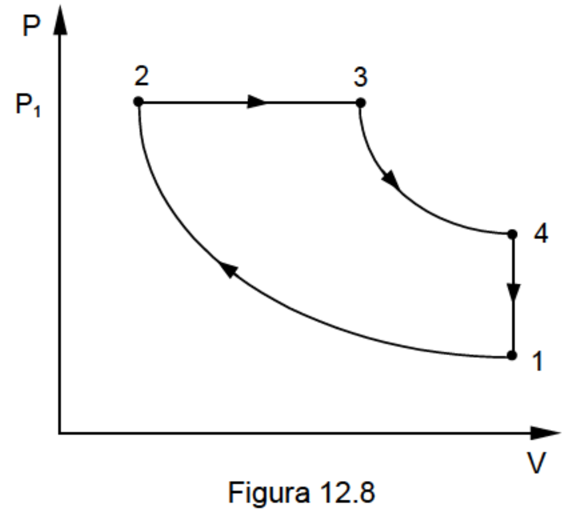


Figura 12.8

Así pues, el ciclo Diesel de aire estándar es el ciclo de comparación de un motor térmico ideal de encendido por efecto de la compresión de la mezcla aire-combustible, en el que el diagrama indicador es el idealizado y el fluido es un gas perfecto de calor específico constante.

De la misma forma que en el ciclo Otto, se define el grado de compresión como la relación de volúmenes $\varepsilon = V_1 / V_2$. Además se definen también otros dos índices: el

grado de inyección $\rho = V_3 / V_2$ y el **grado de expansión** $\varepsilon_e = V_1 / V_3$. Estos tres indicadores están relacionados, ya que

$$\varepsilon = \frac{V_1}{V_2} = \frac{V_1}{V_3}\frac{V_3}{V_2} = \varepsilon_e \cdot \rho$$

El calor cedido en el ciclo es

$$q = h_3 - h_2 = c_p (T_3 - T_2)$$

Teniendo en cuenta que

$$\frac{T_2}{T_1} = \varepsilon^{\gamma-1}$$

y puesto que 2-3 es un proceso isóbaro

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{V_3}{V_2} = \rho$$

por lo que

$$T_3 = \rho T_2 = \rho T_1 \varepsilon^{\gamma-1}$$

Sustituyendo estas relaciones en la expresión de q se tiene

$$q = c_p T_1 \varepsilon^{\gamma-1} (\rho - 1)$$

Por otra parte, el calor cedido al foco frío es

$$|q_0| = u_4 - u_1 = c_v (T_4 - T_1)$$

Puesto que

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{V_3}{V_4}\right)^{\gamma-1}$$

y además

$$\frac{V_3}{V_4} = \frac{V_3}{V_2}\frac{V_2}{V_4} = \frac{\rho}{\varepsilon}$$

se tiene que

$$T_4 = T_3\left(\frac{\rho}{\varepsilon}\right)^{\gamma-1} = T_1\varepsilon^{\gamma-1}\rho\left(\frac{\rho}{\varepsilon}\right)^{\gamma-1} = T_1\rho^{\gamma}$$

por lo que, sustituyendo en $|q_o|$ resulta

$$|q_0| = c_v T_1\left(\rho^{\gamma} - 1\right)$$

Por consiguiente, el trabajo neto del ciclo es

$$W = c_p T_1\varepsilon^{\gamma-1}(\rho - 1) - c_v T_1\left(\rho^{\gamma} - 1\right) \qquad (12.4)$$

y el rendimiento térmico

$$\eta = 1 - \frac{|q_0|}{q} = 1 - \frac{c_v T_1\left(\rho^{\gamma} - 1\right)}{c_p T_1\varepsilon^{\gamma-1}(\rho - 1)}$$

resultando finalmente

$$\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\gamma-1}}\left[\frac{\left(\rho^{\gamma} - 1\right)}{\gamma(\rho - 1)}\right] \qquad (12.5)$$

Analizando la ec. (12.5) se observa que el trabajo neto aumenta con el grado de compresión ε y disminuye conforme disminuye el grado de inyección ρ . Por su parte, el rendimiento térmico aumenta con el grado de compresión y aumenta también al disminuir el grado de inyección.

Comparación del ciclo Otto y ciclo Diesel.

Vamos a comparar dos ciclos, uno Otto y otro Diesel, con el mismo grado de compresión. Para facilitar la comparación suponemos que el calor cedido en ambos es el mismo, de manera que el área $a23_0ba$ coincide con el área 123_Dca , ver figura 12.9.

Como puede apreciarse

$$|q_0|_D > |q_0|_O$$

y por consiguiente, para un mismo grado de compresión el rendimiento del ciclo Otto es mayor que el del Diesel. No obstante, el grado de compresión del ciclo Diesel va a ser

siempre mayor que el del Otto (30-40 : 1 frente a 10-15 : 1) por lo que su rendimiento será también mayor.

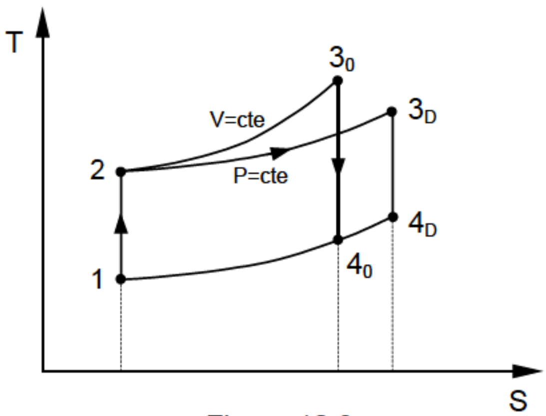


Figura 12.9

Mientras que en un MEP la mayor limitación se presenta por el problema de la detonación, en un MEC el problema para la combustión adecuada se puede presentar por el retraso al encendido. En efecto, un excesivo retraso al encendido del combustible originaría una acumulación excesiva de este y al producirse la combustión un incremento brusco de presión.

El retraso al encendido se mide por el **Indice de Cetano**. El cetano es un hidrocarburo fácilmente inflamable de manera que se le asigna un índice I = 100 . Por el contrario el metilnaftaleno presenta un gran retraso al encendido y su índice es I = 0 . Un combustible de índice de Cetano por ejemplo I = 80 significa que presenta un retraso al encendido equivalente al de una mezcla formada por un 80 % de cetano y un 2 % de metilnaftaleno.

Para concluir podemos decir que el motor Diesel tiene la ventaja de que no necesita carburación y de que puede funcionar con combustibles de inferior calidad. Los inconvenientes más importantes de este tipo de motores están en la necesidad de consumir trabajo para el accionamiento del dispositivo atomizador del combustible y sobre todo su lentitud relativa, ya que la combustión es más lenta que en un motor a volumen constante.

XI.5.3 CICLO MIXTO.

Salvo algunos motores marinos muy grandes y lentos, pocos motores presentan diagramas de indicador que se parezcan al del ciclo Diesel de aire estándar, sino que tienen una forma que podría asimilarse a un ciclo de aspecto intermedio entre los ciclos Otto y Diesel.

Debido a ello se ha introducido el concepto de **ciclo dual** de aire estándar que presenta la forma de la figura 12.10. La etapa a volumen constante $2\text{-}3_i$ seria la típica de los motores Otto de alta velocidad, mientras que la etapa $3_i\text{-}4_3$ sería la dominante en motores lentos marinos.

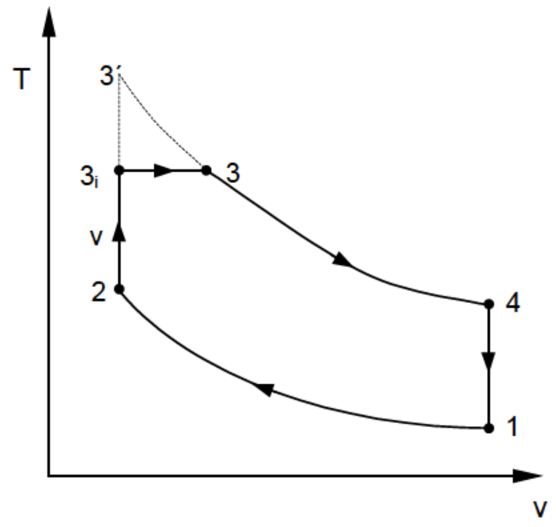


Figura 12.10

Como en el ciclo Diesel $\varepsilon = {v_1}/{v_2}$ es la relación de compresión, $\rho = {v_3}/{v_2}$ es el grado de inyección y llamamos $\delta = {P_3}/{P_2}$ a la relación de presiones. Los calores intercambiados son

$$q = c_v(T_{3i} - T_2) + c_p(T_3 - T_{3i})$$
$$|q_0| = c_v(T_4 - T_1)$$

por lo que el rendimiento térmico del ciclo es

$$\eta = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_{3i} - T_2 + \gamma(T_3 - T_{3i})}$$

Puesto que

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\gamma-1} = \varepsilon^{\gamma-1}$$

se tiene que

$$T_2 = T_1\varepsilon^{\gamma-1}$$

Además

$$\frac{T_{3i}}{T_2} = \frac{P_{3i}}{P_2} = \frac{P_3}{P_2} = \delta$$

por lo que

$$T_{3i} = T_2\delta = T_1\varepsilon^{\gamma-1}\delta$$

Por otra parte

$$\frac{T_3}{T_{3i}} = \frac{V_3}{V_{3i}} = \frac{V_3}{V_2} = \rho$$

de donde

$$T_3 = T_{3i}\rho = T_1\varepsilon^{\gamma-1}\delta\rho$$

Por último, puesto que

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{V_3}{V_4}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{\rho V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1} = \frac{\rho^{\gamma-1}}{\varepsilon^{\gamma-1}}$$

se tiene que

$$T_4 = T_3\frac{\rho^{\gamma-1}}{\varepsilon^{\gamma-1}} = T_1\rho^{\gamma}\delta$$

Sustituyendo estos valores de las temperaturas en la expresión del rendimiento resulta

$$\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\gamma-1}}\frac{\delta\rho^{\gamma} - 1}{\delta - 1 + \delta\gamma(\rho - 1)} \qquad (12.6)$$

En al caso de que δ = 1 recuperamos la expresión para el rendimiento del ciclo Diesel, mientras que si hacemos ρ = 1 resulta el rendimiento del ciclo Otto. Analizando la expresión se ve que el rendimiento aumenta conforme aumenta ε y δ y conforme disminuye el grado de inyección ρ .

Por último, indicar que además de estos ciclos de aire estándar y como una aproximación mejor a la realidad, se suele utilizar el ciclo **aire-combustible**, que conduce a resultados más exactos. Así, por ejemplo, el ciclo del diagrama Otto aire-combustible difiere del correspondiente ciclo de aire estándar en los puntos siguientes:

- Incluye la etapa de entrada de la mezcla que proviene del carburador y asimismo, la de salida hasta recuperar las condiciones iniciales.

- Considera una mezcla gaseosa de aire-combustible o de productos de la combustión, según el punto del ciclo.

- La combustión es instantánea, adiabática y con pistón estacionario.

- La presión de admisión coincide con la del ambiente.

- Se tiene en cuenta el efecto de la disociación o descomposición química de las moléculas más ligeras sometidas a la acción de altas temperaturas.

XII.6 POTENCIA EFECTIVA DE UN MACI.

La potencia útil finalmente obtenida del motor se denomina ***potencia efectiva*** o también potencia al freno, ya que se mide con un freno que aplicado al eje se opone al par motor. Vamos a considerar dos situaciones distintas, según se disponga o no del diagrama del indicador.

a) con diagrama del indicador

El área que encierra el diagrama del indicador representa el trabajo indicado W_I y es el trabajo cedido por el fluido motor en cada ciclo de funcionamiento. Téngase en cuenta que una parte del área es negativa, es lo que denominamos trabajo de bombeo.

Suele ser útil definir una presión ficticia denominada presión media indicada, P_I , como la ordenada media de diagrama del indicador. De esta manera el trabajo indicado se puede expresar

$$W_I = P_I V_d = P_I \frac{\pi \cdot d^2}{4} \lambda \qquad (12.7)$$

Si *n* es el número de r.p.m. y consideramos un motor de 4T, la potencia indicada será

$$N_I = \frac{W_I}{2} \cdot \frac{n}{60} \qquad (12.8)$$

Puesto que la velocidad media de desplazamiento del émbolo es

$$V_d = 2 \cdot \lambda \cdot \frac{n}{60}$$

la potencia indicada podemos escribirla

$$N_I = P_I \cdot \frac{\pi}{16} \cdot d^2 \cdot V_d$$

Por su parte la potencia efectiva es

$$N_e = \eta_m \cdot N_i \qquad (12.9)$$

donde η_m es el rendimiento mecánico. Este rendimiento tiene en cuenta los rozamientos en las partes mecánicas en movimiento, así como el trabajo utilizado en los diferentes auxiliares, como la bomba de agua, de aceite, etc. .

Suele ser también habitual definir la presión media efectiva, P_e ,de manera que

$$N_e = P_e \cdot \frac{V_d}{2} \cdot \frac{n}{60}$$

b) sin diagrama del indicador

Vamos a obtener la potencia efectiva del motor a partir del ciclo Otto de comparación y una serie de rendimientos y datos del motor. Conociendo el rendimiento térmico del ciclo, que según la ec. (12.3) es función únicamente de la relación de compresión resulta que el trabajo específico es

$$W_t = \eta_t q = \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^{\gamma-1}}\right) q$$

Llamando f al dosado del combustible, es decir, al masa de combustible por unidad de masa de aire y siendo PCS el Poder Calorífico Superior del combustible utilizado, se tiene que

$$q = f \, . PCS$$

Dado que el trabajo del diagrama del indicador ideal W_i^{id} es precisamente W_t multiplicado por la masa de aire, m_a , que entra al motor por cada ciclo termodinámico, resulta

$$W_I^{id} = W_t \cdot m_a = \eta_t \cdot f \cdot PCS \cdot m_a$$

Debido al efecto del espacio perjudicial al motor aspira una cantidad de aire m_a que es inferior a la máxima teórica m_{at} . Esta relación entre m_a y m_{at} es lo que denominamos **rendimiento volumétrico** que depende de diversos factores, tales como:

- pérdidas de presión en los conductos y las válvulas.
- la elevada temperatura de los conductos.
- la expansión de los gases que quedan en el espacio perjudicial antes de que pueda iniciarse la admisión

Todos estos factores hacen que la masa de aire aspirado sea

$$m_a = \eta_v \cdot m_{at} = \eta_v \cdot \frac{P_0 V_d}{R_M T_0} \qquad (12.10)$$

donde V_0 es la cilindrada y P_0 , T_0 es la presión y temperatura en la aspiración.

Teniendo en cuenta que el trabajo del diagrama del indicador real W_I es inferior a W_i^{id} y que la relación entre ambos es lo que hemos denominado el rendimiento indicado, se tiene

$$W_I = \eta_t \cdot \eta_g \cdot \eta_I \cdot PCS \cdot \frac{P_0 V_D}{R_M T_0} \tag{12.11}$$

Una vez deducida esta expresión para W_I , la potencia indicada se obtiene a partir de (12.8). Así mismo, la potencia efectiva resulta de multiplicar la potencia indicada por el rendimiento mecánico, que como hemos dicho antes tiene en cuenta no solamente los rozamientos mecánicos sino también el consumo de los auxiliares.

Suele ser muy frecuente utilizar otro parámetro denominado **consumo específico de combustible**, que indica la masa de combustible utilizado por unidad de trabajo producido por el motor (por ejemplo g / kWh o g / CVh). Este consumo específico es

$$c.e. = \frac{f.m_a}{W_e} = \frac{1}{\eta_t \eta_I \eta_m .PCS} \tag{12.12}$$

En un MEP el consumo específico oscila entre 180-320 g / kWh , mientras que en un MEC el rango es de 165 a 280 g / kWh.

De todo lo anteriormente dicho se deduce que solo una parte de la energía del combustible quemado en un motor se transforma en energía mecánica. El resto se presenta en forma de energía térmica, en el agua de refrigeración, en los gases de escape, en la refrigeración del aceite lubricante, o en el calor transferido por radiación al aire ambiente desde la carcasa del motor. Precisamente, en cogeneración, lo que se pretende es que esta energía térmica residual produzca un calor útil, para satisfacer así una demanda térmica.

XII.7 CURVAS CARACTERÍSTICAS.

Las curvas características de un motor representan la potencia efectiva, el par motor y el consumo específico del combustible en función del número de revoluciones. Se pueden también utilizar otros diagramas, como el de la potencia indicada, la presión media efectiva, etc. , pero generalmente esos tres parámetros son suficientes en una aplicación clásica del motor.

Para cada motor existe una velocidad de rotación a la cual la masa de fluido que entra en cada cilindro es la máxima para cada ciclo. A esa velocidad, el trabajo indicado, la presión media indicada y el par motor indicado presentan el máximo valor.

Al crecer la velocidad, la potencia indicada continúa aumentando, ya que aunque disminuye la masa de fluido por cada ciclo aumenta el número de ciclos y en definitiva, la masa utilizada en la unidad de tiempo. Si continua aumentando la velocidad, llega un

momento en que la masa de fluido por ciclo disminuye más rápidamente que el aumento que representa el incremento del número de ciclos y en consecuencia, la potencia indicada disminuye.

Puesto que el par motor en el eje es el producto del par indicado por el rendimiento mecánico del motor y éste depende del número de revoluciones, resulta que en general el régimen al cual el par indicado es máximo no coincide con el del par efectivo máximo. Análogamente, el régimen de máxima potencia efectiva no coincide con el de máxima potencia indicada.

No obstante, en una aplicación para cogeneración interesa también conocer como varia el calor residual con el número de revoluciones, por lo que además de las curvas anteriormente mencionadas, aparecen otras que reflejan la variación de la temperatura de los gases de escape, o el calor del circuito de refrigeración del aceite en función del número de revoluciones del motor.

Las curvas características se obtienen en un banco de pruebas con el carburador totalmente abierto en un MEP, o en un MEC con la bomba reguladora para el máximo caudal posible. En la figura 12.11 se ha representado para un caso típico la curva de la potencia N_e , el par motor M_m y el consumo específico c.e.

Como puede apreciarse, la potencia aumenta con el número de revoluciones hasta un cierto límite y a partir de él disminuye hasta anularse. Además, puede comprobarse que el régimen de máximo par es inferior al de potencia máxima.

XII.8 LA SOBREALIMENTACIÓN.

La sobrealimentación tiene como objetivo introducir en el cilindro una masa de fluido activo superiór a la correspondiente a la aspiración atmosférica, para lo que se comprime previamente. Con ello se consigue una mayor potencia a igualdad de cilindrada.

Mientras que en un MEP el compresor envía aire mezclado ya con el combustible, en un MEC el compresor comprime solamente aire, lo cual permite inyectar más combustible que el que corresponde a la cilindrada. La figura 12.12 representa un ciclo Diesel con sobrealimentación.

La sobrealimentación presenta su mayor interés en los motores MEC, ya que en contra de lo que sucede en el motor de encendido por chispa, el aumento de la presión máxima en el ciclo debido a la sobrealimentación no hace detonar el motor, sino que por el contrario conduce a una disminución del retraso del encendido y a una marcha suave.

La sobrealimentación tiene como resultado un aumento de la potencia en el motor, que puede ser muy importante. La situación más favorable se consigue interponiendo entre el compresor y el motor un sistema de refrigeración del aire, elevando el régimen del motor para aprovechar así al máximo la sobrealimentación. Véase figura 12.12.

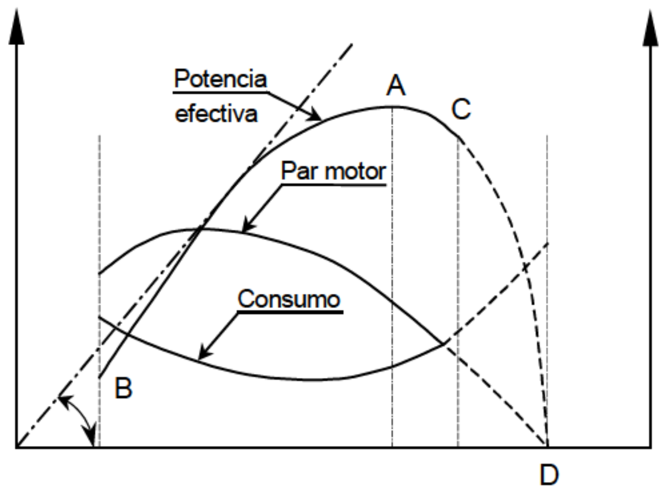


Figura 12.11

En un motor Diesel es fundamental un elevado exceso de aire, ya que de esta manera se consigue la total combustión de la carga de combustible. Con la sobrealimentación se aumenta el exceso de aire y ello ofrece la ventaja adicional de poder utilizar combustibles de peor calidad que en los motores de aspiración natural.

Dos son los tipos de compresores de aire que se utilizan: volumétricos y centrífugos. Los primeros pueden ser de lóbulos, paletas o de émbolo y están siempre accionados mecánicamente por el propio motor. Los centrífugos pueden ser accionados mecánicamente, es decir, sustrayendo al motor la potencia necesaria para su accionamiento, o bien mediante una turbina que aprovecha la energía contenida en los gases de escape.

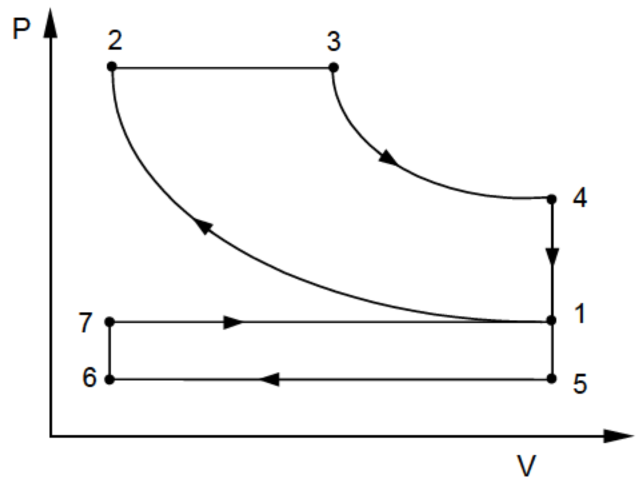


Figura 12.12

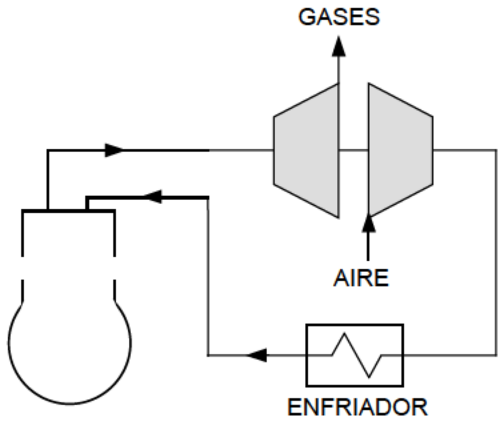


Figura 12.13

XII.9 BIBLIOGRAFÍA

1. Benson R.S. , Whitehouse N.D. , Internal Combustion Engines, Pergamon Press, 1979.

2. Mataix C. , Termodinámica Técnica y Máquinas Térmicas, ICAI, 1978.

3. Giocasa D. , Motores Endotérmicos, Hoepli, 1970.

4. Stone R. , Introduction to Internal Combustion Engines, Macmillan, 1987.

5. Brun R. , Science et Technique du moteur diesel industrial et de transport, Technip, 1981.

6. Kadambi V. , Prasad N. , Conversión de Energía, vol. 2, Limusa, 1984.

LECCIÓN XIII   COGENERACIÓN

XIII.1   INTRODUCCIÓN.

La autogeneración de energía eléctrica tiene en España una larga historia. En efecto, en los años cuarenta el sistema eléctrico no tenía la calidad que presenta en la actualidad y muchas empresas necesitaban un suministro eléctrico fiable que la red no les podía garantizar.

Como consecuencia de este hecho las industrias montaron sus propios sistemas de generación, basados en la turbina de vapor, o bien construyeron pequeños saltos hidraúlicos, autogenerando así la electricidad que consumían.

Sin embargo, la progresiva mejora de la red eléctnca hizo que se fueran abandonando las poco rentables pequeñas centrales hidráulicas, mientras que la electricidad generada en las turbinas de vapor fue disminuyendo, al irse aplicando políticas de ahorro energético que reducían las necesidades de vapor. No obstante, la crisis de la energía de los años setenta y los hechos que se produjeron durante los ochenta han sido los cimientos para este notable desarrollo de la cogeneración que se está produciendo actualmente.

En primer lugar cambió radicalmente el marco legal, con la promulgación de la Ley 82/1980 sobre Cogeneración de la Energía. Además, la firma del Protocolo del Gas en 1985 impulsó el desarrollo de la industria del gas. Estos hechos, junto a una relación entre los precios del gas y la electricidad conveniente y la disponibilidad de los equipos sentaron las bases para el actual crecimiento de la cogeneración

Con el objetivo de aumentar su competitividad, las empresas se plantean la manera de reducir sus costes de producción. Pues bien, la cogeneración se presenta como una inversión estratégica que va a permitir la supervivencia de ciertas industrias. En efecto, los sistemas de cogeneración hoy disponibles no solamente se caracterizan por sus importantes ventajas energéticas y medio ambientales, sino también por tratarse de inversiones caracterizadas por su alta rentabilidad.

XIII.2   GENERACIÓN Y COGENERACIÓN

La electricidad es la forma de la energía más adecuada para numerosas aplicaciones, tanto en la industria como en el sector residencial y terciario. Se trata de una energía de calidad superior, es decir, su contenido en exergía es del 100%. Por ello y tal como lo señala la Termodinámica, puede convertirse íntegramente en calor, energía mecánica, o cualquier otra forma de energía. Su gran ventaja estriba en la facilidad con la que puede ser transportada hasta el lugar de su utilización, si bien es cierto que en muchas ocasiones, tal flexibilidad no es realmente necesitada.

Sabemos también que la electricidad es fundamentalmente producida a partir de la combustión de combustibles fósiles, o bien, en las centrales nucleares, a partir del calor liberado en las reacciones nucleares de fisión. En esta cadena de transformaciones

Combustible→	Calor→	Energía→ mecánica	Energía eléctrica

el eslabón más débil es el correspondiente a la conversión del calor en energía mecánica. En efecto, de acuerdo con el Segundo Principio de la Termodinámica, el máximo rendimiento que se puede alcanzar en esa conversión viene dado por el factor de Carnot.

En las más modernas centrales termoeléctricas, el rendimiento térmico difícilmente supera el valor del 50%. Sin embargo, de acuerdo con el Primer Principio de la Termodinámica, la energía contenida en el combustible debe aparecer en los productos de la central. ¿Qué ha ocurrido entonces con ese 50% restante de energía?. Como todos sabemos, la respuesta es que se ha convertido en calor.

La mayor parte de ese calor es el cedido en la condensación del vapor al agua de refrigeración. Cuando se utiliza el agua de un río o del mar para extraer calor del condensador, o cuando se utilizan torres de enfriamiento para disipar el calor al aire ambiental, se están desperdiciando grandes cantidades de energía.

Ahora bien, la temperatura a la que se cede este calor es muy baja, próxima a la ambiental, es decir, se trata de una energía de una calidad baja, o dicho en términos más precisos, su contenido exergético es pequeño. Por ello, a pesar de la gran cantidad de energía de que se trata, a partir de ella apenas podría obtenerse trabajo adicional para generar más electricidad.

Precisamente y en oposición a esta situación, el objetivo de la **cogeneración** es producir electricidad o energía mecánica de manera que se utilice la mayor parte de la energía contenida en un combustible, en lugar de solo una pequeña fracción de la misma.

Definimos la cogeneración como **la producción conjunta, en proceso secuencial, de electricidad (o energía mecánica) y energía térmica útil**. Es precisamente este aprovechamiento de la energía térmica lo que hace posible un rendimiento global en la utilización de la energía muy elevado y en definitiva, un ahorro de energía primaria. Como hemos dicho, se admite como alternativa a la producción de electricidad la generación de energía mecánica, para el accionamiento de compresores, bombas, etc, que en otro caso habrían de utilizar motores eléctricos.

Existen también otras numerosas definiciones y expresiones que se han venido utilizando en relación a este concepto. Así, se habla de **la Producción Combinada de Calor y Electricidad** (Combined Heat and Power, CHP), o de los **Sistemas de Energía Total**, expresión con la que se pretende definir aquellas instalaciones destinadas a un autoabastecimiento energético completo.

Otra expresión utilizada es la de **Calefacción de Distrito** (District Heating,DH), acuñado en el Reino Unido y con la que se denominan las instalaciones centralizadas

productoras de calor para calefacción de una población y que generan simultáneamente electricidad, que puede ser considerada como un subproducto.

El esquema de la figura 18.1 compara el consumo de energía de un sistema convencional en el que la electricidad es importada de la red de la compañía eléctrica suministradora y la energía térmica necesaria (vapor, agua caliente, etc.) es generada en una caldera, frente a un sistema de cogeneración. Se ha supuesto un rendimiento en la generación y transporte de la electricidad del 37% y un rendimiento de la caldera del 90%. Por lo que respecta al sistema de cogeneración, se ha supuesto un rendimiento de generación de electricidad del 32% y un rendimiento global del 87%.

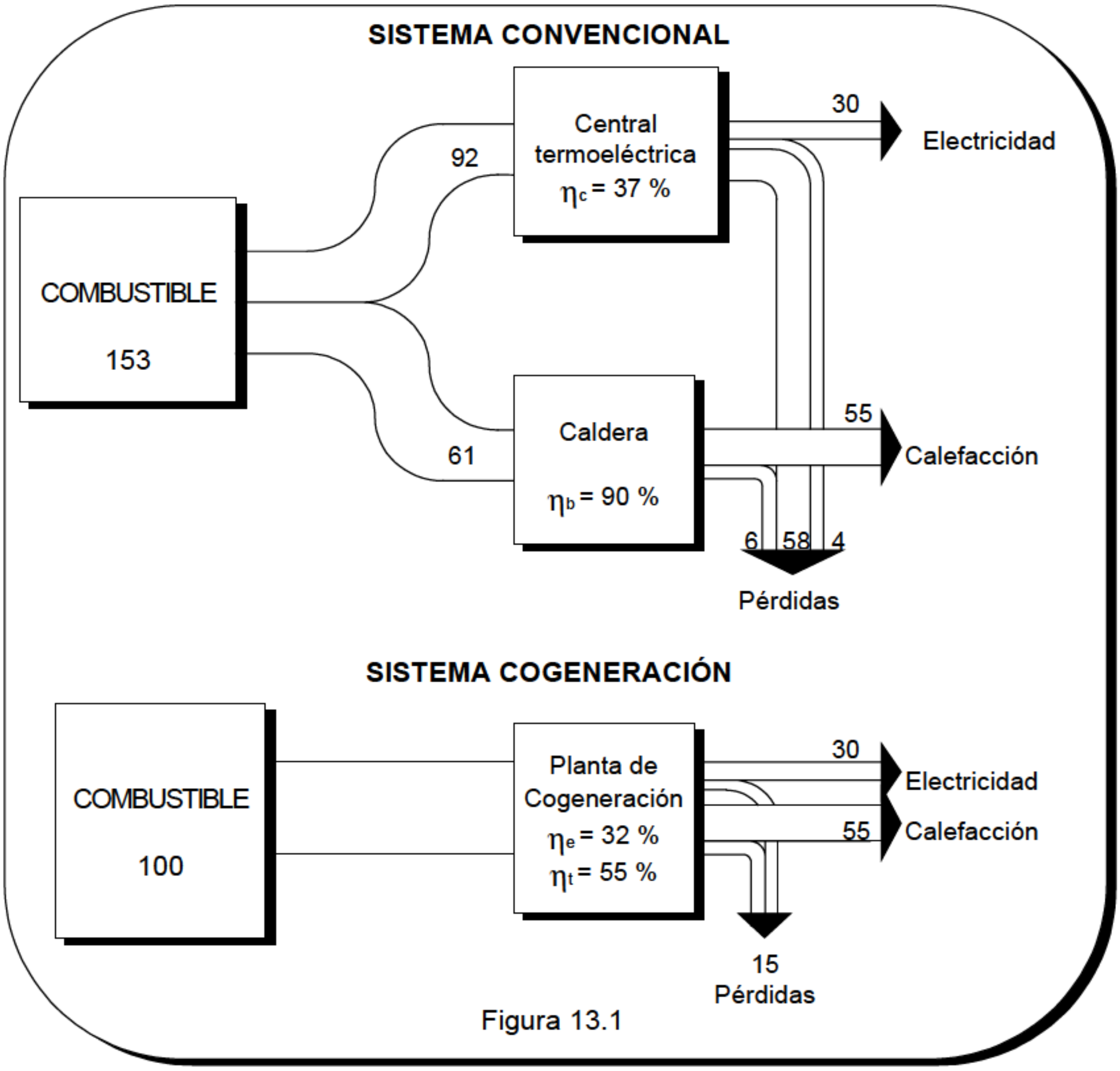


Figura 13.1

De acuerdo con esos valores supuestos, se obtiene que el porcentaje de ahorro de energía primaria es

$$AEP\% = \left(1 - \frac{100}{153}\right) \cdot 100 = 35\%$$

XIII.3 CICLOS DE CABECERA Y CICLOS DE COLA.

El proceso secuencial de generación y consumo de calor útil y electricidad admite dos posibilidades, según que el primer eslabón de la cadena sea una u otra forma de energía.

En un **ciclo de cabecera** ('topping'), que es con diferencia el tipo más frecuente de cogeneración, la energía eléctrica (mecánica) es generada en el primer escalón, a partir de la energía química de un combustible y la energía térmica resultante, el denominado calor residual, es suministrada a los procesos constituyendo el segundo escalón, ver figura 13.2

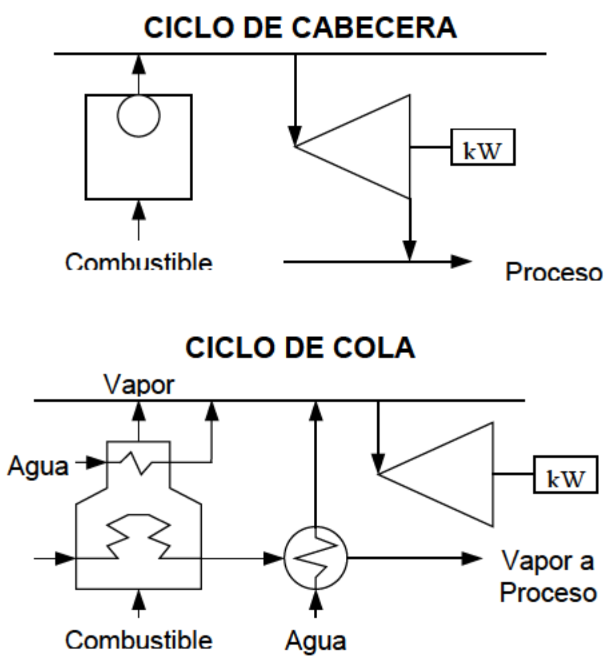


Figura 13.2

Por el contrario, en un **ciclo de cola** ('bottoming') la energía térmica residual de un proceso es utilizada para producir electricidad. Los ciclos de cola están normalmente asociados con procesos industriales en los que se presentan altas temperaturas; por ejemplo, las que se encuentran en la producción de productos químicos tales como amoniaco, etileno, etc. En tales procesos resultan calores residuales a ~ 900 °C, que pueden muy bien ser utilizados para la producción de vapor y electricidad.

Los ciclos de cabecera, por el contrario, pueden ser aplicados a procesos que requieren temperaturas moderadas o bajas. Por esta razón, como ya se ha dicho anteriormente, tienen un campo de aplicación mucho más amplio y permiten una mayor versatilidad en la selección del equipo. Además, los calores residuales que son utilizados en los ciclos de cola son, en muchas ocasiones, efluentes corrosivos, por lo que se requiere el uso de intercambiadores de calor muy costosos.

XIII.4 TECNOLOGÍAS DE COGENERACIÓN.

Existe una gran variedad de equipos y tecnologías que pueden ser considerados para una aplicación especifica de cogeneración. Cada tecnología tiene sus características propias, que deberán ser consideradas en el contexto de los requerimientos específicos del lugar. Presentamos a continuación un breve repaso de las diferentes tecnologías y sus características más sobresalientes, que pueden ser utilizadas en una instalación de cogeneración.

XIII.4.1 TURBINA DE VAPOR A CONTRAPRESIÓN.

La figura 13.3 representa un esquema de una turbina de vapor, TV, a contrapresión en un ciclo de cabecera.

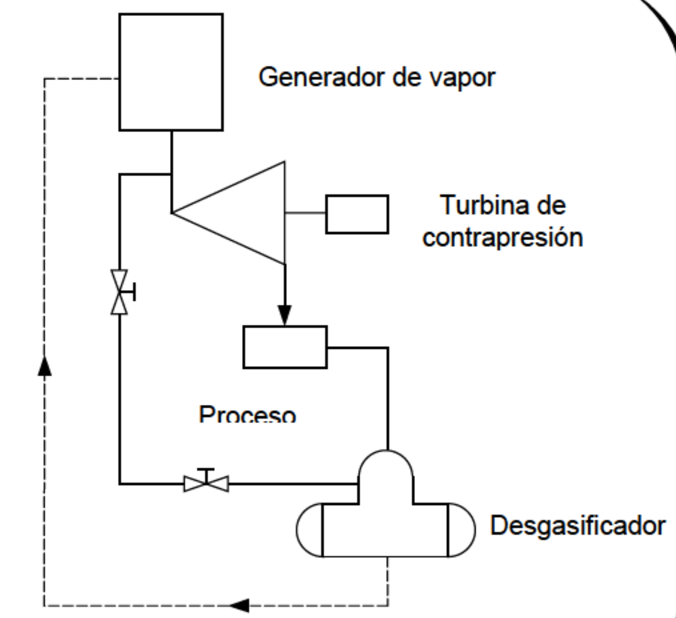


Figura 13.3

El vapor entra a la turbina en el estado correspondiente a la salida del generador y sale en las condiciones demandadas por el proceso. La entalpía de vaporización, que se perdería normalmente en el condensador de un ciclo de potencia clásico, es aprovechada en el proceso, resultando con ello un importante aumento del rendimiento global de la instalación.

Las turbinas de contrapresión pueden ser de contrapresión pura, o con una o dos extracciones automáticas Con el término de extracción automática queremos indicar que, independientemente del caudal de vapor extraído, se mantiene constante la presión del vapor de extracción.

La máxima potencia que puede obtenerse. de una turbina de contrapresión depende de los factores siguientes: entalpía del vapor a la entrada de la turbina, entalpía del vapor

a la salida y por tanto, de su rendimiento termodinámico interno (también denominado rendimiento isoentrópico), del caudal másico y del rendimiento mecánico.

Uno de los inconvenientes de este tipo de turbinas es, al menos para las unidades pequeñas, su bajo rendimiento isoentrópico. No obstante, en una instalación de cogeneración, este hecho no es necesariamente muy perjudicial, ya que un bajo rendimiento simplemente significa una mayor relación energía térmica/energía eléctrica, también denominada relación calor/electricidad, RCE.

La utilización de una turbina de contrapresión en un sistema de cogeneración implica que el vapor será extraído de la turbina a la presión y temperatura requeridas en el proceso. Puesto que la potencia generada está limitada por la diferencia de entalpías entre la entrada y la salida, es evidente que para un cierto gasto, la potencia aumentará incrementando la temperatura y presión del vapor de entrada a la turbina.

Indudablemente, este aumento en las condiciones del vapor se conseguirá a expensas de una mayor inversión en el generador de vapor y un incremento en los costes de operación. Por otra parte, un aumento de la demanda de vapor en proceso implica una turbina mayor, lo cual generalmente conduce a aumentar la presión y temperatura del vapor generado, con el fin de alcanzar una tasa de rentabilidad aceptable en la inversión requerida.

El diseño de un sistema de cogeneración con turbina de contrapresión requerirá un análisis detenido de las características de cada turbina. En general, estos datos serán suministrados por el fabricante. No obstante, es posible establecer unas ideas generales sobre el comportamiento característico de las turbinas de contrapresión. Así, de una manera general, se puede indicar lo siguiente:

1. El rendimiento interno de las turbinas de contrapresión aumenta con la potencia.

2. El rendimiento interno mejora al aumentar el grado de recalentamiento del vapor, como consecuencia de una reducción en las pérdidas debidas a la presencia de humedad (titulo menor que la unidad en las etapas finales de la turbina).

3. Cada turbina se diseña para una cierta relación de presión, de forma que el rendimiento disminuye si esa relación de presión es inferior o superior a la de diseño.

XIII.4.2 TURBINA DE VAPOR DE CONDENSACIÓN CON EXTRACCION.

La figura 13.4 representa un esquema básico de una instalación de cogeneración de ciclo de cabecera, basada en una turbina de condensación con una extracción. Desde el punto de vista de diseño, esta turbina puede ser considerada como una de contrapresión y otra de condensación operando en serie.

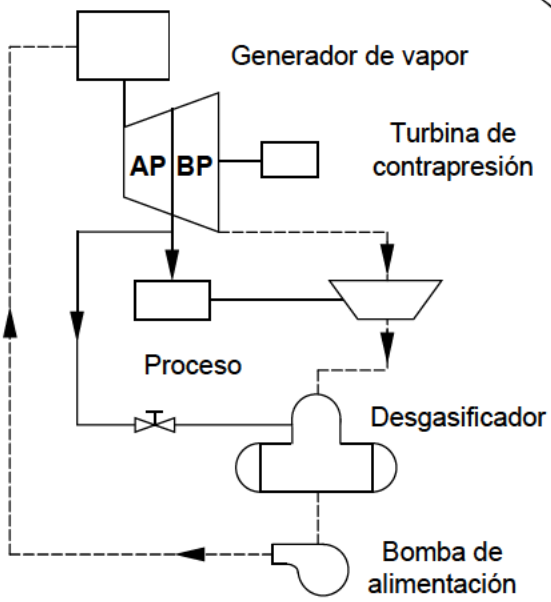


Figura 13.4

El vapor sale del generador y entra en la etapa de alta presión de la turbina. En la extracción se obtiene un gasto igual a la demanda instantánea de vapor para proceso. Si el gasto de vapor generado es mayor que el demandado por el proceso, el resto se conduce a la presión de condensación.

El gran interés de una turbina de condensación con extracción estriba en su capacidad de satisfacer una relación energía térmica / eléctrica que puede variar en un intervalo muy amplio. Cuando la demanda de vapor de proceso es elevada, la máquina funciona al 100% de extracción y es básicamente una turbina de contrapresión. Si la demanda de proceso disminuye, el exceso de vapor se envía a la sección de condensación, donde se genera una potencia eléctrica adicional. Si no existiera el cuerpo de baja presión, el exceso de vapor tendría que ser venteado a la atmósfera, o bien, el generador de vapor tendría que funcionar a carga parcial, con la consiguiente disminución de su rendimiento.

Puesto que como hemos dicho antes, una turbina de este tipo consiste básicamente en dos turbinas en serie, cada una de ellas tendrá un rendimiento característico que dependerá del gasto de vapor. La sección de contrapresión presentará el rendimiento máximo al 100 % de extracción y carga máxima Por su parte, la sección de condensación presentará el máximo rendimiento a extracción cero y carga máxima. Por consiguiente, el rendimiento de la turbina será el resultado de ambos rendimientos.

En algunas ocasiones, el rendimiento puede ser maximizado mediante la instalación de dos turbinas, una de contrapresión y la otra de condensación. Cuando la turbina de condensación no sea necesaria se para, juntamente con sus auxiliares, resultando un ahorro de energía Por el contrario, en la turbina de dos cuerpos siempre existirán unas pérdidas en la sección de condensación, incluso cuando funciona al 100 % de extracción. Por otra parte, en el caso de dos turbinas, para poner en funcionamiento la turbina de condensación es necesario un periodo previo de calentamiento.

Estas y otras consideraciones habrá que tener en cuenta a la hora de elegir uno u otro tipo de turbina. Además, no se puede olvidar que el coste de dos turbinas es mayor que el de la turbina de dos cuerpos.

Es importante señalar que, de acuerdo con la definición de cogeneración, solamente la potencia producida por el vapor que pasa a través de la sección de contrapresión es potencia cogenerada. En efecto, si la turbina operase con un flujo de extracción nulo, no habría vapor a proceso y por definición, no existiría cogeneración Este hecho será tenido en cuenta en el cálculo de los costes.

Puesto que una fracción importante de la energía que pasa a través de la sección de condensación de la turbina será finalmente perdida en el condensador, está claro que cuando la turbina funciona con un nivel de extracción inferior al 100 %, el rendimiento global del sistema de cogeneración disminuirá sensiblemente. Este es precisamente el mayor inconveniente de este tipo de sistemas y la razón principal de que su implantación esté poco extendida.

No obstante, hay numerosas ocasiones en que esta configuración puede ser la más apropiada. Estas situaciones se pueden presentar en los casos siguientes:

1. No existe la posibilidad de conectarse a una red eléctrica, de manera que el sistema de cogeneración ha de autogenerar toda la electricidad demandada.

2. La energía requerida para producir el vapor está disponible a un bajo precio, bien a partir de un combustible residual, o porque es un calor residual que se recupera.

3. La potencia producida por la turbina de condensación puede reducir los picos de demanda eléctrica y ello puede permitir reducir la potencia contratada.

4. Si se trata de una planta industrial con varios grupos turbogeneradores, en funcionamiento normal la potencia generada por el cuerpo de condensación será mínima, pero puede ser utilizada como reserva cuando se produzca la parada de algún grupo.

5. En proyectos de cogeneración conjuntos industria-compañia eléctrica, la potencia del cuerpo de condensación es otra fuente de generación, que podrá ser utilizada de acuerdo con las fluctuaciones de la demanda.

XIII.4.3 COGENERACIÓN CON TURBINA DE GAS.

Una instalación de cogeneración de turbina de gas está constituida básicamente por la turbina de gas (de combustión interna) y un equipo de recuperación de los gases de escape procedentes de la turbina.

Las turbinas de gas que se ofertan en el mercado de la cogeneración son básicamente de dos tipos: turbinas **industriales** y aeroderivadas. Las primeras se caracterizan por su gran robustez, mantenimiento barato y la posibilidad de utilizar distintos tipos de combustibles. En cuanto a las **aeroderivadas** se caracterizan por su ligereza y elevado

rendimiento. No obstante, necesitan un mantenimiento más caro, no permiten utilizar combustibles de baja calidad y las potencias máximas son del orden de 35 MW.

Además, atendiendo a otro punto de vista, podemos distinguir dos tipos de turbinas: de *un eje y* de *dos ejes.* En las turbinas de un eje el generador de gas y la turbina de potencia están montados sobre el mismo eje, mientras que en las segundas están sobre ejes diferentes. Las primeras se caracterizan por ser mecánicamente más sencillas, pequeña flexibilidad de operación, disminución importante del rendimiento a carga parcial y una potencia de arranque requerida más elevada que en las de doble eje.

Como ya estudiamos en la lección XIII el rendimiento típico de una turbina de gas de media potencia está comprendido entre un 30 a 35%. Es importante destacar la influencia de ciertos factores externos medioambientales en las prestaciones de la máquina. Así, un aumento de la temperatura del aire origina una disminución de rendimiento y una caída apreciable de la potencia. Como valores indicativos podemos señalar que un incremento de la temperatura del aire de 15°C da lugar a una disminución de la potencia en torno al 10%.

Las pérdidas de carga en la admisión y en la salida de gases de escape dan lugar a una disminución de la potencia. Como valor típico podemos señalar que por cada 150 mm c.a. se origina una disminución de potencia en torno al 2%. Así mismo, a medida que aumenta la altitud disminuye la potencia. Como valor típico podemos señalar que un incremento de la altitud de 100 m. origina una pérdida de potencia de 1%.

Tipos de aplicaciones

Las turbinas de gas se utilizan en los siguientes tipos de instalaciones:

- Plantas de ciclo simple, en las que la energía de los gases de escape es utilizada en una caldera de recuperación para la producción de vapor de proceso.
- Aprovechamiento de los gases de escape en calderas de vapor de fluido térmico, calderas de agua caliente, etc.
- Utilización directa de los gases de escape en secaderos, atomizadores de la industria cerámica, etc.
- Plantas de ciclo combinado, en las que el vapor es generado en la caldera de recuperación a alta presión para ser después expansionado en una turbina de vapor a contrapresión.
- Plantas de trigeneración, en las que se produce además frío a partir de vapor o agua caliente en un frigorífico de absorción.

Instalaciones de ciclo simple

Dada su importancia, vamos a hacer una breve descripción de los componentes principales que integran este tipo de instalaciones. La turbina de gas acciona el alternador, que por regla general viene suministrado por el fabricante de la turbina. La energía térmica de los gases de la turbina, que vienen a representar el 60% de la aportada por el combustible, se utiliza para la producción de vapor en la caldera de recuperación, ver esquema de la figura 13.5.

Un elemento muy frecuente en este tipo de instalaciones es el quemador de *postcombustión.* Dado que los gases de la turbina tienen un contenido de oxigeno importante (alrededor del 15%), puede ser reutilizado como comburente en una combustión posterior. Esta postcombustión permite aumentar la temperatura de los gases, aumentando así la relación calor/electricidad de la instalación y modulando la producción de vapor.

XIII.4.4 COGENERACIÓN CON MOTORES ALTERNATIVOS.

Los motores alternativos de combustión interna son de un gran interés para la cogeneración. Se caracterizan por su versatilidad, ya que pueden utilizar combustibles de distinta calidad y están disponibles en el mercado en un amplio rango de potencias, existiendo diversos fabricantes nacionales.

Según el tipo de encendido y ciclo termodinámico se pueden distinguir dos tipos: *motores de explosión o encendido provocado (ciclo Otto) y motores de encendido por compresión (ciclo Diesel),* en los que se comprime el aire y se produce la autoinflamación del combustible inyectado debido a la elevada presión alcanzada.

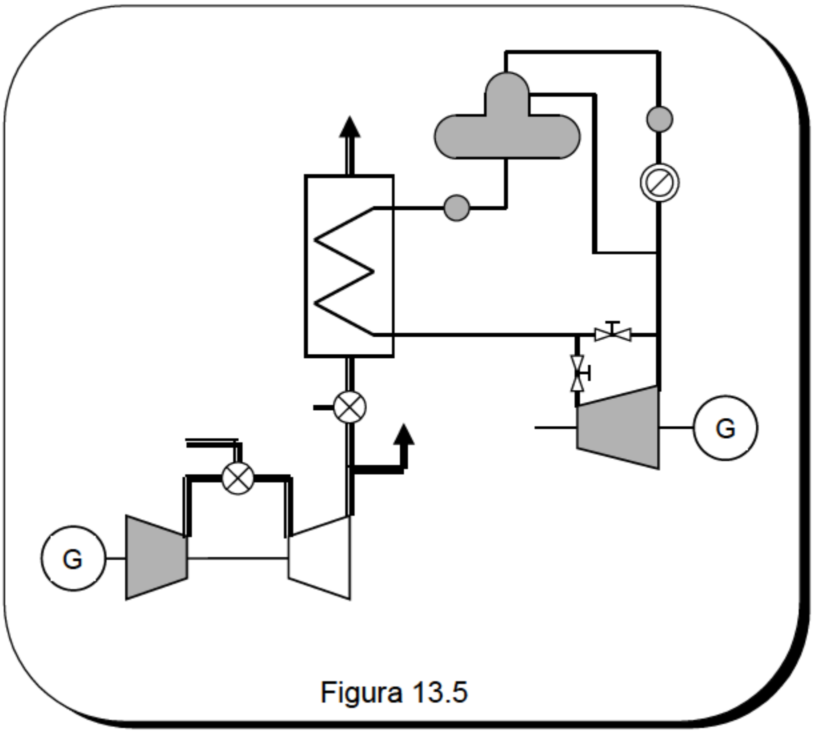


Figura 13.5

Los motores de explosión pueden utilizar como combustibles gas natural, propano, biogas, etc., mientras que los de encendido por compresión utilizan el gasóleo o fueloleo. Debido a su bajo precio, éste último es el combustible más utilizado. No obstante, este combustible requiere, además del almacenamiento, de unas instalaciones auxiliares, como son el módulo de alimentación del combustible, el módulo de tratamiento y el módulo booster.

En los motores de explosión, el rendimiento oscila entre un 30 a 35%, mientras que los motores diesel presentan unos rendimientos que varían entre 35 a 45%.

Tipos de instalaciones

Los motores alternativos disponen de distintas fuentes de calor residual a diferentes niveles térmicos y por lo tanto con una recuperación también a distintos niveles. Por una parte y en el nivel térmico más bajo está el calor del aceite de lubricación. En los motores sobrealimentados se puede pensar también en aprovechar el calor del postenfriador, aunque es un nivel térmico muy bajo.

La fuente de calor más importante es la procedente de la refrigeración de los cilindros, que se puede aprovechar generalmente para la producción de agua caliente a 80-90°C y que suele representar el 30% de la energía aportada por el combustible.

El calor residual de mayor nivel térmico corresponde a los gases de escape, que pueden utilizar directamente (dependiendo del combustible y proceso donde se aplique), o bien para generar vapor hasta 12 bar en una caldera de recuperación, con tipos de calderas similares a las que se usan para las turbinas de gas. La figura 13.6 representa un esquema de los valores típicos de la electricidad producida y los calores residuales de un motor de gas para cogeneración.

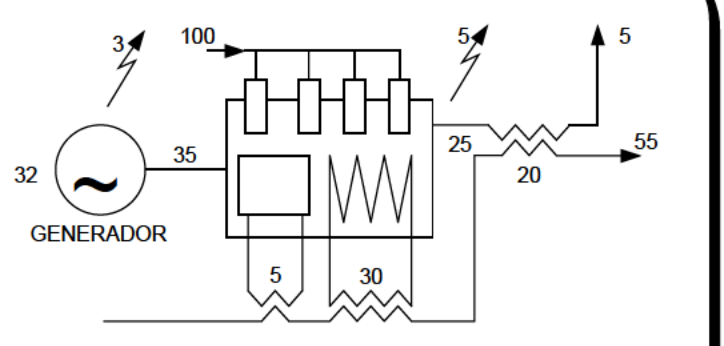


Figura 13.6

XIII.4.5 OTRAS TECNOLOGÍAS.

Existen también otras tecnologías que se pueden aplicar en el campo de la cogeneración, algunas ya plenamente desarrolladas y otras que podrán ser utilizadas en un futuro inmediato. Así, nos encontramos con los ***motores Stirling***, que presentan varias ventajas sobre los motores alternativos convencionales, entre las que podemos citar un mayor rendimiento térmico, un impacto ambiental más reducido, tanto en lo que se refiere a la emisión de contaminantes como de ruido, y sobre todo, la posibilidad de utilizar combustibles alternativos.

El mayor esfuerzo de investigación y desarrollo sobre motores Stirling se ha realizado en un rango de potencias pequeñas, inferiores a 300 CV. Solo en estos últimos años se esta investigando sobre motores Stirling de hasta 2000 CV para sistemas de cogeneración en la industria.

Otra tecnología que se ha desarrollado recientemente está basada en **el *ciclo de Rankine con fluido orgánico***. Estas máquinas consisten básicamente en un intercambiador de calor evaporador, una turbina y un sistema de control, siendo el agente de trabajo un fluido orgánico. Son apropiadas para la recuperación de calores residuales hasta unas temperaturas de 250°C, con unos rendimientos que se ensuentran en torno al 20%.

Por último, señalaremos que una tecnología nueva que se presenta como muy prometedora en las aplicaciones de cogeneración es la de las ***pilas de combustible***. Se caracterizan porque permiten la conversión directa de la energía química de un combustible en electricidad; no existen por tanto las etapas intermedias en la conversión de energía (energía química en calor, calor en energía mecánica, energía mecánica en eléctrica) y por consiguiente, el rendimiento térmico no viene limitado por el factor de Carnot.

En una pila de combustible, un gas combustible se oxida electroquimicamente liberando electrones en el ánodo y un oxidante, generalmente aire, se reduce captando electrones del cátodo. El resultado final es el flujo de electrones del ánodo al cátodo (generación de electricidad) y la oxidación de un combustible. Un flujo de iones en el electrolito completa el circuito eléctrico, ver esquema de la figura 13.7.

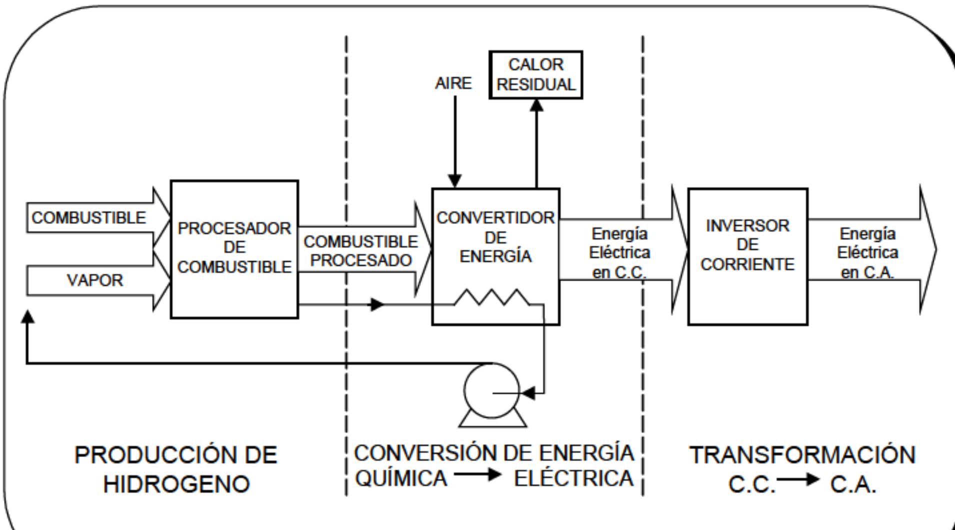


Figura 13.7

Las pilas de combustible se clasifican según la naturaleza de los iones en el electrolito. Las más desarrolladas son las de carbonato fundido. La producción típica de una pila es entre 0,5 a 1 V DC, de manera que se necesita disponer en serie un elevado número para producir un voltaje apropiado. Si se requiere generar corriente AC se necesita disponer de un ínversor. Estos equipos funcionan con unos elevados rendimientos, típicamente del 98 %.

Son numerosas las ventajas que presentan las pilas de combustible. Además del elevado rendimiento térmico que permiten alcanzar, desaparece prácticamente la contaminación atmosférica y posibilitan eliminar la contaminación acústica, lo que las hace especialmente atractivas para su aplicación en los sectores residencial y terciario.

XIII.5 COGENERACIÓN EN LOS SECTORES RESIDENCIAL Y TERCIARIO.

En los sectores residencial y terciario, a diferencia del sector industrial, la demanda de energía depende especialmente de las condiciones climatológicas y de las costumbres en la utilización de la energía y se caracterizan, por presentar grandes fluctuaciones horarias y estacionales. Además, los consumos eléctricos se presentan principalmente en horas punta y llano, de forma que el precio de la electricidad es muy superior al del sector industrial.

Por otra parte, existe la posibilidad de mejorar la curva monótona de demanda térmica, simultaneando la cogeneración con la producción de refrigeración mediante máquinas de absorción. Todo ello hace que la aplicación de la cogeneración en estos sectores se presente como muy atractiva

Acogiéndose a las leyes que se han promulgado en España desde el año 1982 y que implican una serie de ventajas para el cogenerador, se han realizado varias instalaciones de cogeneración en estos sectores, que si bien a nivel individual tienen potencias y consumos no demasiado grandes, en conjunto presentan un potencial de ahorro energético nada despreciable.

Son numerosas las instalaciones de cogeneración existentes en hoteles, instalaciones deportivas y sobre todo hospitales. Por su condición de grandes consumidores de calor y electricidad, los establecimientos hospitalarios se han dedicado activamente a buscar medios para reducir sus costes energéticos. Indudablemente, uno de estos medios es la utilización de la cogeneración.

La cogeneración, principalmente basada en motores alternativos y también en algunos casos en turbina de gas, presenta grandes posibilidades en el sector terciario, que en nuestro país no han sido aprovechadas al máximo. Además, la integración de la cogeneración con la absorción amplia aún más ese abanico de posibilidades, existiendo un amplio mercado que aún no ha sido suficientemente desarrollado.

Otra posibilidad de la cogeneración muy interesante consiste en el aprovechamiento del gas de biomasa producido en las plantas depuradoras de aguas residuales urbanas. Existen en España un número creciente de tales plantas, que en su proceso obtienen gas combustible con un alto porcentaje de metano (60-70 %), como subproducto de la digestión anaeróbica de los lodos.

En las plantas de grandes ciudades como Madrid, Bilbao, Valencia o Barcelona, el gas producido puede utilizarse para accionar equipos de cogeneración de turbina o grandes motores de gas. Para la mayoría de las ciudades más pequeñas, con la aparición de los equipos de cogeneración de tipo pequeño y modular, ese gas podría utilizarse para satisfacer todas las necesidades térmicas de la planta depuradora y el 70 o 80 % del consumo eléctrico propio.

Es también interesante destacar las posibilidades de la cogeneración en aplicaciones agropecuarias. Los excrementos de los animales se almacenan en un digestor, donde se produce biogas. Este gas puede ser utilizado en un equipo de cogeneración, que proporciona la electricidad necesaria en la explotación, pudiéndose incluso exportar a la red exterior, debido a la falta de simultaneidad inevitable entre producción y consumo.

El calor producido es aprovechado en el mantenimiento de la temperatura del digestor, y durante la época de invierno, en las naves donde se encuentran los animales. Este sistema presenta la ventaja adicional de que el efluente residual, conservando el mismo contenido mineral que el excremento original, reduce notablemente su carga orgánica.

XIII.6 CRITERIOS DE EFICIENCIA DE LAS PLANTAS DE COGENERACIÓN.

Mientras que el objetivo de una planta de potencia es producir energía eléctrica con el máximo rendimiento posible, en una planta de cogeneración el objetivo es satisfacer una demanda eléctrica y de energia térmica con el mínimo consumo de combustible. Puesto que ambos productos son útiles, el rendimiento eléctrico ya no es el criterio más adecuado para expresar su eficiencia.

XIII.6.1 RENDIMIENTO GLOBAL.

Porter y Mastanaich introdujeron el índice denominado **rendimiento global o Utilización de la Energía**, que para una instalación de cogeneración basada en un proceso cíclico se define de la forma siguiente

$$\eta = \frac{W + Q}{F} \qquad (13.1)$$

donde Q_u es el calor útil, esto es, la energía térmica que se produce en la instalación de Cogeneración para satisfacer una demanda, a una temperatura T diferente a la temperatura ambiental T_a, W es la electricidad producida y F el consumo de combustible.

Es fácil comprender que esta forma de definir el rendimiento no es totalmente satisfactoria, en cuanto que asigna el mismo peso al trabajo y al calor que como sabemos, son dos formas de energía de diferente calidad termodinámica, lo que en definitiva, se va a traducir en un diferente precio.

XIII.6.2 RENDIMIENTO GLOBAL PONDERADO.

Es un rendimiento en el que se tiene en cuenta el diferente precio o la diferente calidad termodinámica de la electricidad y el calor. En efecto, si el precio de venta de la electricidad es p_e (pts/kWh), el del calor útil es p_q (pts/kWh) y el precio del combustible es p_f (pts/kWh), el rendimiento global ponderado es

$$\eta_p = \frac{p_e W_e + p_q Q_u}{p_f F} = \frac{p_e}{p_e}\left(\frac{W_e}{p_f} + \frac{p_q Q_q}{p_e F}\right) \qquad (13.2)$$

Otro factor de ponderación que puede utilizarse es el que expresa la calidad termodinámica de la energía, esto es, su contenido en exergía. En este caso el coeficiente resultante es el rendimiento exergético de la planta de cogeneración

$$\phi = \frac{W_e + B_u}{B_F} \qquad (13.3)$$

donde B_u es la exergía asociada a la energía térmica Q_u y B_F es la exergía química del combustible utilizado.

XIII.6.3 RENDIMIENTO ELECTRICO EQUIVALENTE.

Otro criterio de eficiencia alternativo que a veces se utiliza es el denominado **rendimiento eléctrico equivalente** que utiliza en su definición el concepto un tanto artificial **de consumo de combustible atribuible a la electricidad producida**.

En efecto, si η_b es el rendimiento característico de una instalación convencional (por ejemplo, de una caldera) para producir el calor útil, podemos considerar que siendo F el consumo de combustible en la planta de cogeneración, el consumo atribuible a la electricidad producida es precisamente

$$F - \frac{Q_u}{\eta_b}$$

Pues bien, el rendimiento eléctrico equivalente viene definido por la expresión siguiente

$$RE_e = \frac{W_e}{F - \dfrac{Q_u}{\eta_u}} = \frac{\eta_e}{1 - \dfrac{Q_u}{\eta_b F}} \qquad (13.4)$$

El inverso de este rendimiento representa el consumo específico de combustible en la planta de cogeneración. El BOE fija los valores del consumo específico de combustible, CEC, de las centrales térmicas según el tipo de combustible, así como las pérdidas en el transporte de electricidad.

Para que una instalación de cogeneración reciba la condición de planta cogeneradora y pueda inscribirse en el Registro de Instalaciones de Régimen Especial es necesario que el RE_e supere unos ciertos valores que han sido fijados en el BOE y que dependen del tipo de motor térmico y del combustible utilizado.

XIII.6.4 AHORRO DE COMBUSTIBLE.

Otro criterio también utilizado consiste en comparar el consumo de combustible en la planta de cogeneración con el que se requeriría para satisfacer esa misma demanda de electricidad y calor, si ambas fueran producidas de forma convencional en instalaciones independientes, esto es, en una central de potencia de rendimiento eléctrico η_c en una caldera de rendimiento $\eta_{b.}$ respectivamente.

Así pues, el **ahorro de combustible***,* expresado en unidades de energía, es

$$\Delta F = \frac{Q_u}{\eta_b} + \frac{W_e}{\eta_c} - F \qquad (13.5)$$

Relacionado con este concepto, se define también el denominado **Indice de Ahorro de Energía IAE**, esto es, el ahorro de combustible ΔF por unidad de energía requerida en la situación convencional

$$\eta IAE = \frac{\Delta F}{\frac{Q_u}{\eta_b} + \frac{W_e}{\eta_c}}$$

Siendo $RCE=Q_U/W_e$ la **relación calor-electricidad** producidas en la planta de cogeneración, el IAE se puede también escribir en la forma siguiente

$$IAE = 1 - \frac{\frac{\eta_c}{\eta_e}}{1 + (RCE\frac{\eta_c}{\eta_b})} \qquad (13.6)$$

XIII.7 EL EFECTO DE LAS IRREVERSIBILIDADES EN UNA PLANTA DE COGENERACIÓN.

Los efectos de las irreversibilidades en una planta de potencia son directos y muy importantes. Para dos máquinas térmicas, una reversible y otra irreversible, en las que el calor cedido por el foco caliente es el mismo, el trabajo producido por la máquina irreversible, W, es menor que el producido por la reversible, W_{rev}, siendo la diferencia

$$W_{rev} - W = T_o \, \Delta S_{un} \qquad (13.7)$$

donde T_o es la temperatura del foco frío y ΔS_{un} es el incremento de entropía en la máquina irreversible, es decir, la producción de entropía debida a las irreversibilidades.

Este resultado no es más que la expresión de la ***ley de Gouy-Stodola,*** según la cual la destrucción de exergía como consecuencia de las irreversibilidades es el producto de la

temperatura ambiental por la creación de entropía. La temperatura del foco frío de la máquina es la temperatura ambiental.

En una máquina térmica irreversible el trabajo producido es menor y en consecuencia, de acuerdo con el Primer Principio, el calor cedido al foco frío es mayor. Efectivamente

$$\left|Q_0\right|_{rev} - \left|Q_0\right| = T_0\,\Delta s_{un}$$

siendo $|Q_o|_{rev}$ y $|Q_o|$, el calor cedido al foco frío por la máquina reversible e irreversible respectivamente. En el caso de una planta de potencia, éste es un calor disipado al ambiente, pero la situación cambia radicalmente cuando se trata de una planta de cogeneración.

Así pues, cuanto más irreversible es una máquina mayor será la creación de entropía y en consecuencia, menor será el trabajo producido. Además, la expresión (13.7) nos pone de manifiesto la influencia de la temperatura del foco frío, de modo que cuanto más alta sea la temperatura T_o mayor es el efecto de las irreversibilidades. Si comparamos el rendimiento térmico de ambas máquinas, resulta obviamente que

$$\eta_t = \frac{W}{Q} = \eta_{t,rev} - \frac{T_0\,\Delta S_{un}}{Q}$$

siendo , η_t y $\eta_{t,rev}$ el rendimiento de la maquina irreversible y reversible respectivamente

No obstante, el efecto de las irreversibilidades en una planta de cogeneración requiere un estudio adicional. En efecto, si bien su existencia va a dar lugar a una disminución del trabajo producido, simultáneamente se origina un aumento en la producción del calor útil.

Para poner más claramente de manifiesto estas ideas, consideremos a modo de ejemplo una planta de cogeneración de turbina de contrapresión. En la figura 13.8 se representa en un diagrama T-s el ciclo reversible y la modificación que se introduce cuando tenemos presente las irreversibilidades en la turbina, cuyo rendimiento isoentrópico es η_T.

Despreciando el trabajo de la bomba de alimentación, el trabajo específico obtenido es

$$w_T = h_3 - h_{4'} = \eta_T(h_3 - h_4) = \eta_T w_{rev}$$

siendo el rendimiento térmico del ciclo

$$\eta_t = \frac{h_3 - h_{4'}}{h_3 - h_2} = \eta_T\,(\eta_t\,)_{rev}$$

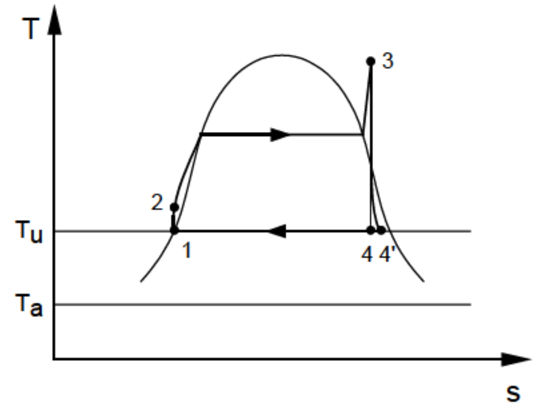


Figura 13.8

El calor útil producido en el caso de la máquina reversible es

$$(q_u)_{rev} = h_4 - h_1$$

mientras que en el caso irreversible, se tiene

$$q_u = h_4 - h_1$$

siendo la diferencia

$$q_u - (q_u)_{rev} = h_{4'} - h_4 = T_u \Delta s$$

Así, pues, mientras que el rendimiento térmico se reduce en el factor η_T, el rendimiento global no se modifica. En efecto

$$\eta = \frac{w + q_u}{q} = \frac{(w_{rev} - T_u \Delta s) + (q_u)_{rev} + T_u \Delta s)}{q}$$

y por tanto

$$\eta = (\eta)_{rev} = 1$$

Por consiguiente, si el η fuera el criterio utilizado para valorar la eficiencia de la planta de cogeneración, la instalación irreversible sería tan buena como la reversible. El objetivo de la reversibilidad, que es la meta inalcanzable en el análisis termodinámico de las plantas de potencia, habría que ponerlo en cuestión cuando el análisis se refiriera a una planta de cogeneración.

No obstante, esta aparente paradoja nace como consecuencia de no tener en cuenta el concepto de calidad de la energía y en definitiva, de no utilizar la teoría del análisis

exergético. En efecto, la exergía en forma de trabajo y de calor útil resultante en la planta de cogeneración reversible es

$$w_{rev} + (1 - \frac{T_a}{T_u})(q_u)_{rev}$$

mientras que en la irreversible

$$w + (1 - \frac{T_a}{T_u})q_u$$

La diferencia de ambos valores es

$$(1 - \eta_T)\, w_{rev} + (T_u - T_a)\Delta S = T_a \Delta S$$

es decir, la destrucción de exergía, según la ley de Gouy-Stodola.

Por consiguiente, en la máquina irreversible la exergia resultante en forma de trabajo y de calor útil es menor que en la reversible, siendo la diferencia $T_a \Delta S$. Ahora bien, la exergia del calor útil es mayor, precisamente en el termino

$$h_{4'} - h_4 - T_a\ (s_{4'} - s_4)$$

pero el trabajo producido es menor

$$w_{rev} - w = h_{4'} - h_4$$

y por tanto, existe en definitiva una destrucción de exergía, que es como hemos visto antes, el producto de la temperatura ambiental por la creación de entropía.

XIII.8 VENTAJAS E INCONVENIENTES DE LA COGENERACIÓN.

Al comparar la cogeneración con los sistemas convencionales de generación de energía térmica y eléctrica, es necesario tener presente la óptica desde la que se efectúa esa comparación.

PARA UN PAIS

La implantación de instalaciones de cogeneración presenta ventajas e inconvenientes, que comentamos a continuación:

*1.- **Ventajas***

Ahorro de energía primaria*.* Este ahorro es consecuencia, en los ciclos de cabecera, de la menor cantidad de combustible atribuible a la electricidad (valores típicos son 1400 kcal/kWh frente a 2500 kcal/kWh en un sistema convencional) y en los ciclos de cola, debido al aprovechamiento de los calores residuales.

Mayor diversificación energética*.* Esto es debido a que la cogeneración permite aprovechar calores residuales y combustibles derivados del proceso.

Disminución de la contaminación. Es el resultado del menor consumo global de combustible, como consecuencia del mejor aprovechamiento de la energía en la generación de electricidad, al no disiparse directamente en el ambiente grandes cantidades de calor (como ocurre en los condensadores de las centrales termoeléctricas o nucleares).

Ahorro económico*.* E*s* imputable al menor coste en la generación y distribución de electricidad, respecto al de los sistemas convencionales.

*2.- **Inconvenientes**.*

Normativa*.* Es necesaria una reglamentación adecuada, para regular y resolver los numerosos posible puntos conflictivos que pueden presentarse en las relaciones cogenerador-compañía eléctnca.

Infraestructura*.* Se requiere una infraestructura adecuada para el correcto mantenimiento de las instalaciones.

PARA LAS COMPAÑIAS ELÉCTRICAS

*1.- **Ventajas***

Incremento en la garantía del suministro eléctrico.

Posibilidad de rebajar la potencia de reserva, como consecuencia del aumento de las instalaciones generadoras.

Utilización mas económica de sus medios de producción, al sustituir la cogeneración a aquellas centrales con costes de generación más altos.

*2.- **Inconvenientes***

Problemas de regulación de la red*.* La conexión en paralelo de los equipos del cogenerador con la red de distribución puede crear problemas de regulación de la red, debido a las intercambios de energía entre ambos y como consecuencia de los posibles fallos de suministro de los equipos del autogenerador.

Menor mercado. El cogenerador reduce el suministro de la compañia eléctrica con su propio autoabastecimiento y con la posible venta a la red o a terceros.

PARA EL USUARIO

*1.- **Ventajas***

Ahorro económico, como consecuencia del menor coste de la electricidad autoconsumida y el beneficio adicional por la vendida.

Mayor garantía de suministro. Ante un posible fallo de la red, puede seguir suministrando electricidad, al menos a los equipos considerados como críticos.

2 - ***Inconvenientes***

Inversión adicional y además, en una actividad apartada de las líneas normales de actuación de la empresa. Por otra parte, el empresario se enfrenta con riesgos poco conocidos para él, como evolución de los precios de la electricidad, etc.

Aumento de la contaminación local como consecuencia del mayor consumo de combustibles en la propia factoría (se entiende, para los ciclos de cabecera).

XIII.9 FACTORES QUE CONTRIBUYEN A FOMENTAR LA COGENERACIÓN EN ESPAÑA.

La cogeneración se presenta hoy en día como una interesante alternativa energética para la industria española. Para poder comprender la evolución habida en la implantación de estas tecnologías en los últimos años, conviene analizar los factores que influyen de manera fundamental. Entre otros, podemos destacar los siguientes:

1. Las **tecnologías de cogeneración** son conocidas desde hace mucho tiempo, pero en los últimos años ha habido un gran avance en el perfeccionamiento de equipos tales como turbinas de gas, motores alternativos de combustión interna, etc, existiendo en la actualidad gamas más completas, con mejores rendimientos y más altas fiabilidades.

Las nuevas instalaciones que se llevan a la práctica se basan mayoritariamente en estos equipos motores, habiéndose producido un paralelo desplazamiento de la turbina de vapor.

2 Al avance importante en la utilización de estos equipos motores no es ajeno el fuerte desarrollo que está experimentando en España el **mercado del gas natural.** En la actualidad, las compañías suministradoras de gas natural están en disposición de asegurar su aprovisionamiento, calidad y precio.

3. La evolución hasta la actualidad de la **política de precios,** fundamentalmente en lo que se refiere al gas natural y a la energía eléctrica.

En efecto, la rentabilidad de este tipo de proyectos se basa en el diferencial de precios energéticos, precio de la electricidad - precio de los combustibles. En estos momentos este diferencial es elevado, lo que permite que las inversiones correspondientes alcancen unas rentabilidades altas.

Indudablemente, la estructura tarifaria eléctrica se encuentra en fase de evolución y cambio. En cualquier caso, las previsiones a corto y medio plazo sobre la variación posible de los precios energéticos, realizadas por diferentes expertos internacionales, conducen a altas rentabilidades en los proyectos de cogeneración.

Los sistemas de cogeneración que se implantan tienen, en el peor de los casos, una rentabilidad mínima asegurada, basada en su consumo especifico mitad del equivalente al de la central convencional, rentabilidad mínima que los mantendría operativos ante una posible coyuntura desfavorable.

4. En general, las instalaciones de cogeneración suponen una importante **minoración del impacto ambiental,** en comparación con los sistemas convencionales. Esta minoración es debida a que ,por término medio, el combustible requerido por unidad eléctrica generada es la mitad del empleado por las centrales térmicas convencionales.

Además, aquellas instalaciones de cogeneración que utilizan el gas natural como combustible, tienen como ventaja adicional su emisión prácticamente nula, tanto de óxidos de azufre como de partículas sólidas, siendo los óxidos de nitrógeno el único contaminante a controlar.

En las instalaciones de turbina de gas, las emisiones de NO_X suelen estar por debajo del límite admisible, pudiendo incluso reducirse este efecto con la inyección de vapor o agua en la cámara de combustión de la turbina, o mediante técnicas tales como la combustión pobre de premezcla.

5. El **marco legal** es otro factor que influye de manera decisiva en la implantación de la cogeneración. En este sentido es de destacar el apoyo decidido de la Administración española, consciente de las ventajas que estas tecnologías aportan.

La autogeneración en España tiene su fundamento jurídico en la Ley 82/80, Ley de Conservación de la Energía, que posteriormente se ha desarrollado en diferentes Reales Decretos y Ordenes Ministeriales Se puede concluir, de forma resumida, que la legislación española permite la autogeneración, autorizando a los titulares de las correspondientes instalaciones a autoproducir total o parcialmente sus necesidades eléctricas, debiendo abstenerse de ceder a terceros, distintos de las compañías eléctricas, los posibles excedentes.

Las compañías eléctricas están obligadas a su vez a absorber los posibles vertidos de electricidad excedentaria, debiendo pagar al autoproductor la energía comprada según se establece en las correspondientes tarifas.

6. Un último factor a destacar por su decisiva influencia en la puesta en práctica de este tipo de instalaciones es el correspondiente a las **soluciones financieras** disponibles

Existen en la actualidad múltiples fórmulas de financiación, cada una de ellas con sus particulares características (banca oficial, privada, ahorros compartidos, leasing, sociedades de servicios energéticos, etc), que facilitan la realización de los proyectos de cogeneración.

XIII.10 IMPACTO MEDIOAMBIENTAL DE LAS PLANTAS DE COGENERACIÓN.

Se suele definir el impacto ambiental como el conjunto de perturbaciones sobre el entorno provocados por una acción humana, en la que existe un intercambio de energía y recursos naturales, favorable al hombre y perjudicial para el resto de las especies.

En una planta de cogeneración los impactos más notables por orden de importancia son:

- **Contaminación atmosférica.**

En casi todas las plantas de cogeneración (salvo en aquellas en las que se aprovecha un calor residual generalmente con turbinas de vapor) existe combustión y se generan por lo tanto gases residuales (CO_2, CO, NO_X, SO_2, partículas en suspensión, hidrocarburos y otros) que se emiten a la atmósfera tras un proceso de tratamiento.

En nuestro país la mayor parte de las instalaciones de cogeneración utilizan como combustible el gas natural. Como sabemos el gas natural es considerado un combustible limpio, ya que en su combustión no se generan óxidos de azufre ni partículas sólidas, siendo los óxidos de nitrógeno el único contaminante a controlar.

Los principales factores a considerar en la formación de los NO_x son la temperatura de llama y la disponibilidad de O_2 En las turbinas de gas se utilizan diferentes métodos para reducir las emisiones de NO_x. Algunos de ellos están basados en el diseño de la cámara de combustión (combustión, escalonada, recirculación de gases, combustión pobre premezclada), o bien, inyectando vapor o agua, mientras que en otros se depuran los humos, mediante la reducción catalítica selectiva.

En los motores de gas de ignición por bujía se usan fundamentalmente dos técnicas: En unos casos se hace trabajar al motor en una relación airecombustible muy cercana a la estequiométrica y se coloca un catalizador posterior. El otro método, muy utilizado estos años es la técnica de la mezcla pobre ("lean burn"), y consiste en hacer que los motores trabajen con una relación aire-combustible mayor que la estequiométrica.

De cualquier forma, dado que la cogeneración ahorra energía primaria, ello significa una reducción de las emisiones de gases a la atmósfera.

- **Ruidos**

Las fuentes más importantes de ruido en plantas de cogeneración son: motores alternativos, turbinas de gas, turbinas de vapor, compresores, calderas, venteos, etc.

Generalmente los ruidos son fácilmente minimizables en el diseño de la planta mediante el correcto empleo de aisladores acústicos. Como nivel general se aceptan los 70 dBA para personas trabajando en un entorno industrial sin protección (ver RD 13/6/89 sobre protección de trabajadores frente al ruido).

- **Residuos**

Otros de los impactos que pueden producir las plantas de cogeneración son los residuos, tales como lubricantes, agua residual, cenizas, etc. Generalmente se trata de productos inocuos, aunque los problemas aparecen al utilizar combustibles sólidos.

XIII.11 BIBLIOGRAFÍA

1. Polímeros, G., Energy Cogeneration Handbook, Industrial Press, 1981.

2. Sawyer's Gas Turbine Engineering Handbook, Turbomachinery, Drt. Publ., 1 985.

3. Contreras, D. Perspectivas de la cogeneración a corto y medio plazo en España, Oilgas, Enero, 1990.

4. Stone, R., Introduction to Internal Combustion Engines, Mac. Millan, 1987.

5. Sala Lizarraga, J. M., Cogeneración. Aspectos termodinámicos, tecnológicos y económicos, Servicio Publicaciones de la UPV, Bilbao, 1994.

6. Industrial Cogeneration Case Studies, EPRI-EM-1531, Electric Power Research Institute, Palo Alto, 1990.

7. Boyen J.L., Thermal Energy Recovery, 2ª Ed., J.Wiley, 1978.

LECCIÓN XIV PRODUCCIÓN DE FRÍO

XIV.1 MODOS DE PRODUCCIÓN DE FRÍO.

Es sabido que el calor pasa siempre, espontáneamente de un nivel más alto de temperatura a otro más bajo. Para que una sustancia se enfríe al comunicar a otra calor es necesario utilizar ciertos medios que eviten el aumento de temperatura de la sustancia fría, consiguiendo con ésta temperaturas inferiores a las del ambiente.

Según sea el medio utilizado para mantener la baja temperatura del medio frío aparecen los distintos sistemas de producción de frío. Básicamente se dividen en dos grandes grupos:

- Basados en fenómenos químicos. Son procedimientos de laboratorio, basados en la disolución, sin interés industrial y además discontinuos.

- Basados en fenómenos físicos. A su vez se clasifican en tres grupos, según se fundamente en un cambio de estado (fusión, sublimación y vaporización), en una expansión (máquinas de aire y efecto Joule-Thompson) y en efectos específicos (efecto Peltier, efecto Etting-Hausen, etc.).

Los métodos basados en un cambio de estado utilizan el calor latente o entalpía de la correspondiente transición de fase. Así, la entalpía de fusión da lugar a la utilización del hielo y de las mezclas eutécticas como procedimientos de producción de frío. Igualmente la entalpía de sublimación da lugar a la utilización del anhídrido carbónico sólido. Se utilizan sobre todo en transporte frigorífico.

La entalpía de vaporización se utiliza en los procedimientos de vaporización directa. Es el caso del nitrógeno líquido, aire líquido, etc, utilizados sobre todo en transporte frigorífico. Todos los procedimientos hasta ahora referidos son discontinuos y secundarios.

Los sistemas de producción de frío continuos y de mayor utilización son los basados en la vaporización indirecta, diferenciándose del método anterior en que utilizan un sistema de producción de frío que necesita para su funcionamiento un aporte de energía exterior, además del calor cedido por el medio a enfriar.

Los sistemas basados en la vaporización indirecta utilizan un fluido frigorígeno que se vaporiza produciendo el frío, recuperándose ese fluido vaporizado para su nueva utilización en un circuito cerrado. Precisamente, según la forma en que se realiza la aspiración de los vapores formados se clasifican en tres grupos:

- Si la aspiración se consigue al ser absorbido el vapor por ciertas sustancias absorbentes aparece **la máquina de absorción**.

- Si la aspiración se lleva a cabo por medio de un compresor mecánico aparece la máquina de **compresión mecánica**.

- Si la aspiración es conseguida por el vacío formado por la acción de una vena de vapor a gran velocidad aparecen las máquinas de **eyección de vapor**.

Los procedimientos que no utilizan un cambio de estado sino la expansión de un fluido son conocidos como máquinas de gases. Se clasifican en dos grupos:

- **Máquinas de aire**, en las que se utiliza la entalpía sensible del aire expansionado, aspirado por un compresor y enfriado, antes de la expansión adiabática en un cambiador de calor.

- **Máquinas de Joule-Thomson**, en las que se utiliza también la entalpía sensible del fluido expansionado. En este tipo de máquinas el expansor es sustituido por una válvula de expansión.

Finalmente, existen procedimientos de producción de frío basados en efectos específicos, distintos del cambio de estado y de la expansión de un fluido. Entre ellos podemos citar:

- **Enfriamiento termoeléctrico**, basado en el efecto Peltier. Una corriente eléctrica que circula por el circuito formado por dos metales distintos, unidos por sus dos correspondientes soldaduras, da lugar a que una se caliente y la otra se enfríe.

- **Enfriamiento magnetotérmico**, basado en el efecto Haas-Keesen. La imantación de un cuerpo paramagnético produce desprendimiento de calor, pero su desimantación se realiza con absorción de calor.

- **Enfriamiento magnetotermoeléctrico**, basado en el efecto Etting-Hausen, etc.

En la tabla 14.1 se presenta de forma esquemática los principales métodos de producción de frío que acabamos de citar.

XIV.2 BALANCES DE ENERGÍA Y EXERGÍA EN UNA MÁQUINA FRIGORÍFICA.

Sea una máquina frigorífica en la que T_I y T_{II} son las temperaturas de los focos frío y caliente respectivamente, ver figura 14.1. De modo similar al estudio de lecciones anteriores referido a los motores térmicos, supongamos que el refrigerante mientras intercambia calor con el foco frío se encuentra a la temperatura T_1 en general variable, y mientras cede calor al foco caliente se encuentra a la temperatura T_2, en general también variable.

Tabla 14.1 Modos de Producción de frío

Métodos químicos				
Métodos físicos	Cambio de estado	Fusión		
		Sublimación		
		Vaporización	Directa	
			Indirecta	Compresión
				Absorción
				Eyector
	Expansión de un fluido	Aire		
		Joule-Thomson		
	Efectos específicos	Termoeléctrico		
		Magnetotérmico		
		Magnetotermoeléctrico		
		Torbellino, etc		

Del balance de energía se tiene que

$$Q_1 + Q_2 = W$$

donde Q_2 y W son negativos, de forma que en valor absoluto, la ecuación anterior resulta $Q_1 - |Q_2| = -|W|$.

Haciendo un balance de exergía referido al ciclo, es decir, considerando solamente las irreversibilidades internas, se tiene

$$-\int\left(1-\frac{T_a}{T_1}\right)dQ_1-\int\left(1-\frac{T_a}{T_2}\right)|\,dQ_2\,|+|\,W\,|=I_i \qquad (14.1)$$

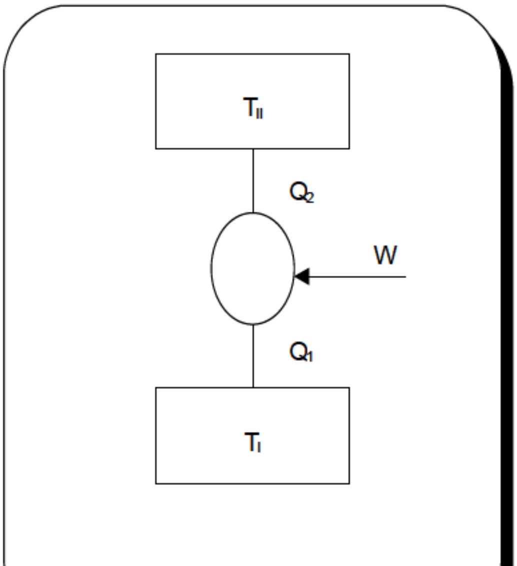


Figura 14.1

La destrucción externa de exergía debida a las irreversibilidades en la transmisión de calor es

$$I_e=T_a\left(\frac{Q_1}{T_I}-\int\frac{dQ_1}{T_I}\right)+T_a\left(\frac{Q_2}{T_{II}}-\int\frac{dQ_2}{T_{II}}\right) \qquad (14.2)$$

Bomba de calor

En la bomba de calor en la que $T_1 = T_a$, el efecto útil es el calor cedido al foco caliente. Se define el **coeficiente de eficiencia**, COP, como la relación entre el calor cedido al foco caliente y el trabajo consumido. Por consiguiente

$$COP=\frac{Q_2}{W} \qquad (14.3)$$

Así mismo, definiremos el rendimiento exergético de la bomba de calor según la siguiente expresión

$$\Phi=\frac{(1-T_a/T_{II})Q_2}{W} \qquad (14.4)$$

y de acuerdo con la definición del COP, se tiene

$$\Phi = \left(1 - \frac{T_a}{T_{II}}\right) COP \tag{14.5}$$

Puesto que el COP máximo es el de la máquina de Carnot, esto es

$$COP_C = \frac{T_{II}}{T_{II} - T_a} \tag{14.6}$$

resulta

$$\Phi = \frac{COP}{COP_C} = 1 - \frac{\sum I}{|W|} \tag{14.7}$$

El máximo rendimiento exergético es efectivamente el de la máquina reversible, la termobomba de Carnot, para la que $\phi = 1$. En una máquina de Carnot no hay destrucción de exergía, de manera que toda la exergía aportada W, es la que se cede al foco caliente de la máquina.

Teniendo en cuenta la expresión anterior, podemos escribir

$$\phi = \frac{Q_2}{Q_{2c}} = \frac{W_c}{W} \tag{14.8}$$

de forma que el rendimiento exergético refleja la relación entre el calor cedido al foco caliente y el que cedería la máquina de Carnot que consumiese el mismo trabajo. También se puede interpretar como la relación entre el trabajo que consumiría la máquina de Carnot que cediese al foco caliente el mismo calor Q_2 y el que realmente consume la máquina considerada.

A diferencia de los procesos de trabajo, en los que solamente es necesaria la exergía, en un proceso de calefacción se necesita también anergía (parte de la energía no transformable en trabajo). En efecto, el coeficiente exergético característico de un local calefactado, esto es, la relación entre la exergía y la energía del ambiente de ese local es realmente muy bajo, de forma que la parte de energía no transformable en trabajo es muy alta.

Cuando la calefacción se realiza mediante combustión de algún combustible, toda la energía necesaria se obtiene a partir de la del combustible, cuyo contenido en exergía es muy elevado. Se produce pues una importante degradación de energía como consecuencia de las irreversibilidades inherentes a un proceso de combustión. Algo similar puede decirse respecto a la calefacción por energía eléctrica, que es una energía de calidad superior. Así pues, la calefacción no requiere una energía de elevada calidad, por lo que al utilizar la electricidad y los combustibles se producen importantes destrucciones de exergía.

En lugar de utilizar la energía del medio ambiente, gratuita y cuyas reservas son prácticamente ilimitadas, se está utilizando exergía de valor y escasa. Es claro que, desde un punto de vista exclusivamente termodinámico, la bomba de calor es la

solución, ya que la energía necesaria en el proceso de calefacción es tomada directamente del medio ambiente.

Máquina frigorífica

La temperatura del foco frío es tal que $T_I < T_a$, siendo la del foco caliente la ambiental $T_{II} = T_a$. El efecto útil es por tanto el calor extraído del foco frío, es decir, el frío producido. Se define la **eficiencia** de la máquina frigorífica como la relación entre el frío producido y el trabajo consumido, esto es

$$CE = \frac{Q_1}{-W} \tag{14.9}$$

El valor máximo de este coeficiente corresponde a un ciclo de Carnot y vale

$$CE_C = \frac{T_I}{T_a - T_I} \tag{14.10}$$

Por consiguiente, el hecho de que CE tenga un valor más o menos elevado depende no solamente de la mayor o menor calidad termodinámica de la máquina, es decir, de la mayor o menor importancia de las irreversibilidades, sino también del salto térmico entre T_I y T_{II}. Así, si T_I es próximo a T_{II} la máquina frigorífica presentará un valor de CE elevado, a pesar de que pueda ser una máquina con importantes irreversibilidades.

La limitación que presenta el coeficiente CE a la hora de caracterizar una máquina frigorífica se supera con el rendimiento exergético. En efecto, el rendimiento exergético ϕ de la máquina frigorífica es

$$\Phi = \frac{(1 - T_a / T_I)Q_1}{-W} = \frac{CE}{CE_C} = 1 - \frac{\sum I}{|W|} \tag{14.11}$$

Así pues, el rendimiento exergético será la unidad en la máquina frigorífica perfecta (la máquina de Carnot), en la que $\sum I = 0$. Cuanto más imperfecta sea la máquina mayor importancia tienen las irreversibilidades y tanto más alejado estará ϕ del valor unidad.

En la figura 14.2 presentamos el diagrama del flujo de energía y el del flujo de exergía para la máquina frigorífica considerada.

Termofrigobomba

Consideremos ahora una situación en la que la temperatura del foco frío es tal que $T_I < T_a$, siendo la del foco caliente $T_{II} > T_a$. En este caso, el efecto útil de la bomba de calor es la producción simultánea de frío y calor. El rendimiento exergético de la máquina se define entonces según

$$\phi = \frac{(1 - T_a / T_I)Q_1 + (1 - T_a / T_{II})Q_2}{W} \tag{14.12}$$

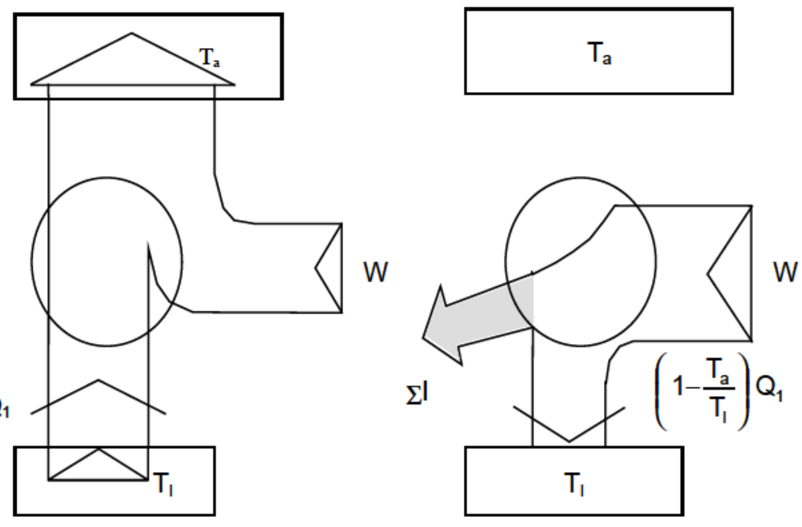


Figura 14.2

Desde el punto de vista del Primer Principio, definiríamos dos coeficientes

$$COP = \frac{Q_2}{W} \quad y \quad CE = \frac{Q_1}{W}$$

que están relacionados, ya que

$$COP = 1 + CE$$

Por consiguiente, el rendimiento exergético se puede expresar en la forma siguiente

$$\phi = -(1 - T_a/T_I)CE + (1 - T_a/T_{II})COP \qquad (14.13)$$

En la figura 14.3 se representan los diagramas de flujo de energía y exergía de esta máquina.

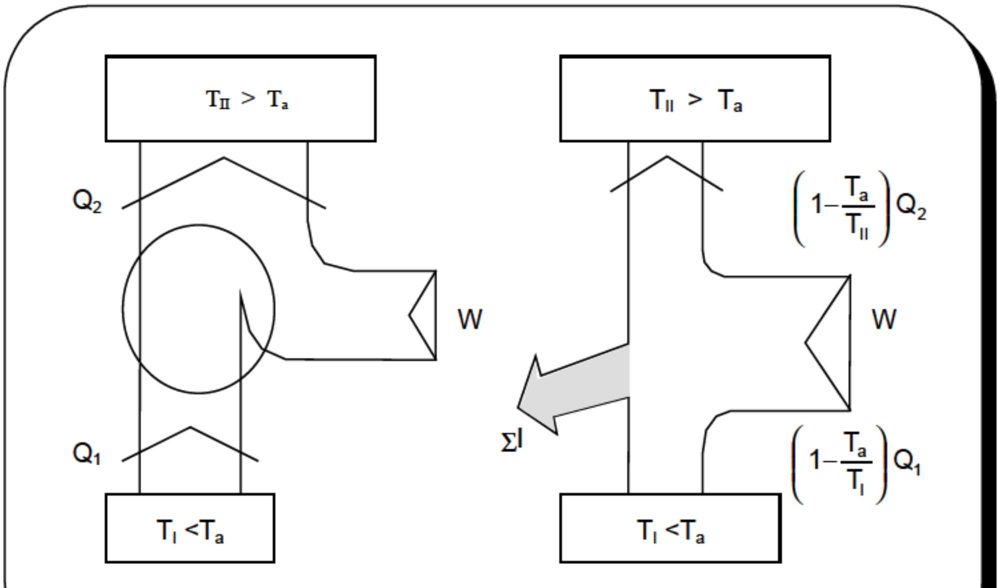


Figura 14.3

XIV.3 CICLO INVERSO DE CARNOT.

El agente de transformación de una máquina frigorífica puede ser un vapor, que experimenta cambios de fase en las distintas etapas del proceso cíclico, o bien, un gas. Para producir frío hasta temperaturas del orden de -100 ºC se utilizan las máquinas de vapor, mientras que para la producción de frío a muy bajas temperaturas o en aplicaciones especiales, se utilizan las máquinas de gas. En esta breve introducción a los ciclos frigoríficos nos referiremos a los ciclos de vapor.

Al agente de transformación o fluido de trabajo de una máquina frigorífica se le denomina **refrigerante**. Entre los refrigerantes más utilizados están el amoniaco, los freones, el dióxido de carbono, etc.

Frío a temperatura constante

Si se desea producir frío a temperatura constante, el ciclo inverso de Carnot sería teóricamente el más apropiado, ya que fijadas las temperaturas de los focos, es como sabemos el de mayor coeficiente de eficiencia. La figura 14.4 representa un ciclo inverso de Carnot en la zona de vapor húmedo, así como un esquema de flujo de la instalación donde teóricamente podría llevarse a cabo.

El vapor entra al compresor como vapor húmedo a la temperatura T_1 y presión de saturación correspondiente, punto 1 del diagrama. Se comprime isoentrópicamente hasta la presión P_2, estado 2. A continuación, se hace pasar por un intercambiador denominado **condensador** donde condensa a presión constante (y por tanto a temperatura constante) hasta el estado 3. Desde el estado 3, ese vapor de bajo título (o bien, líquido saturado) se expansiona isoentrópicamente en un expansor hasta alcanzar

la presión correspondiente a 1, estado 4. Después, el valor procedente de la máquina de expansión pasa por intercambiador denominado **evaporador**, donde absorbe calor del foco frío y se evapora a presión constante hasta alcanzar el estado 1, volviéndose a repetir el ciclo.

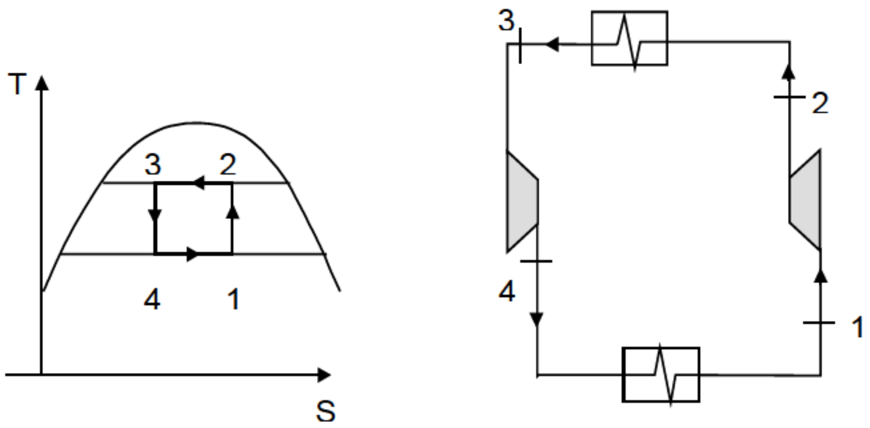


Figura 14.4

En el proceso descrito, el frío producido por unidad de masa de refrigerante es

$$q_0 = h_1 - h_4 = (x_1 - x_4)\, l$$

el trabajo neto suministrado al ciclo es

$$|w_c| - w_e = (h_2 - h_1) - (h_3 - h_4)$$

y el calor cedido en el condensador

$$|q| = h_2 - h_3$$

Así pues, el coeficiente de eficiencia del ciclo resulta

$$CE_c = \frac{h_1 - h_4}{(h_2 - h_1) - (h_3 - h_4)} = \frac{h_1 - h_4}{(h_2 - h_3) - (h_1 - h_4)} = \frac{T_1(s_1 - s_4)}{(T_0 - T_1)(s_1 - s_4)}$$

es decir

$$CE_c = \frac{T_1}{(T_0 - T_1)}$$

que se corresponde efectivamente con la expresión (14.10).

Aunque el ciclo de Carnot es el presenta un CE más elevado, hay una serie de consideraciones que desaconsejan adoptarlo como ciclo de comparación de una máquina frigorífica de vapor. En efecto, la compresión de un vapor húmedo tal como la $1 \rightarrow 2$ se realiza con un rendimiento bajo y existiría además el problema de que las gotas de líquido arrastren el aceite de lubricación de las paredes del cilindro del compresor, acelerándose así su desgaste.

No obstante, el mayor obstáculo se encuentra en la máquina de expansión. Al tener que manejar un vapor húmedo de título muy bajo, su rendimiento es necesariamente muy malo, de forma que el poco trabajo que se pudiera obtener no justifica para nada el coste de la inversión y los futuros problemas de mantenimiento. Todas estas razones de tipo práctico desaconsejan el adoptar el ciclo inverso de Carnot como ciclo de comparación de una máquina frigorífica de vapor.

Frío a temperatura variable

Si el objetivo es producir frío a temperatura variable, por ejemplo, enfriar una sustancia que fluye por una conducción desde la temperatura T_1 a T_2, ver diagrama T-s de la figura 14.5, el trabajo mínimo requerido para lograr esa refrigeración, por unidad de masa es

$$|w^{min}| = b_f - b_{f1} = q - T_a (s_2 - s_1)$$

que viene representado por la superficie A_{12cd} de la figura

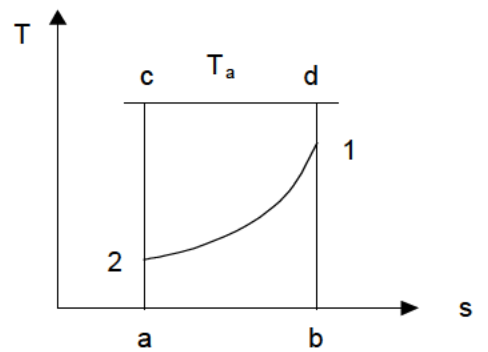


Figura 14.5

El coeficiente de eficiencia de una máquina reversible que produjera este enfriamiento a temperatura variable sería

$$CE = \frac{|q|}{T_a(s_1 - s_2) - |q|}$$

e introduciendo la temperatura media termodinámica T_{om} , tal que $q = T_{om} (s_2 - s_1)$, se tiene que

$$CE = \frac{T_{om}}{T_a - T_{om}}$$

de forma que, de manera similar a la que veíamos para los motores térmicos, podemos expresar el CE de una máquina reversible de modo semejante al de la máquina de Carnot.

XIV.4 INSTALACIÓN FRIGORÍFICA DE COMPRESIÓN SIMPLE.

Hemos dicho anteriormente que la compresión de un vapor húmedo (denominada compresión húmeda) presenta serias dificultades de tipo práctico. No obstante, se puede hacer que la vaporización termine sobre la curva límite superior, de manera que el compresor aspire vapor saturado y la compresión sea seca. Ahora a la salida del compresor habrá un vapor recalentado a la presión del condensador, véase figura 14.6

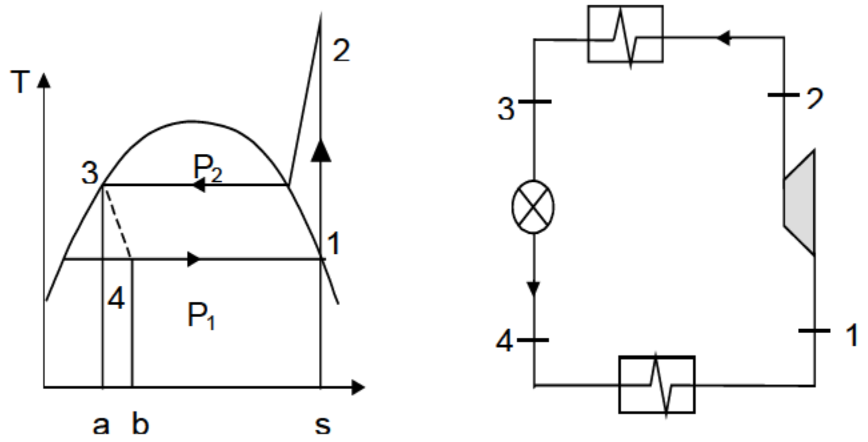


Figura 14.6

En el condensador el vapor recalentado se enfría primeramente hasta la temperatura de condensación y a continuación condensa hasta alcanzar el estado de líquido saturado, estado 3. Así pues, la cesión de calor se realiza a una temperatura media superior a la del ciclo de Carnot, como consecuencia del recalentamiento y ello da lugar a que el CE disminuya.

Decíamos antes que no tiene ningún interés colocar un expansor, dadas las dificultades que se presentan en su funcionamiento y el poco trabajo que se puede obtener. No obstante, es necesario reducir la presión del condensador a la del evaporador, de forma que se necesita disponer de algún elemento que permita disminuir la presión de P_2 a P_1 Esta caída de presión se puede lograr mediante una válvula de laminación. En una estrangulación se desaprovecha toda posibilidad de obtener trabajo, pero se trata de un dispositivo muy simple y estático.

El proceso de laminación es isoentálpico, de forma que el estado 4 se encuentra sobre la isoentálpica que pasa por 3. Puesto que es un proceso marcadamente irreversible, lo representamos en el diagrama por una línea discontinua: De ahí precisamente el nombre de ciclo de comparación práctico con el que se le designa, ya que se trata de un ciclo de comparación que presenta irreversibilidades internas.

En la figura 14.6 se representa un esquema de una instalación frigorífica de compresión simple, así como el ciclo de comparación en un diagrama T-s. Vamos a ir describiendo las funciones de cada uno de los componentes de la máquina y efectuando los correspondientes balances de energía.

Evaporador

En este cambiador de calor se produce la vaporización del refrigerante, tomando el calor necesario del medio que le rodea. Es por lo tanto el elemento donde se produce el frío.

La producción frigorífica específica es

$$q_o = h_1 - h_4 = l\,(1 - x_4)$$

Esta expresión nos pone de manifiesto el interés del subenfriamiento en el condensador. En efecto, si el líquido a la salida del condensador está subenfriado, el título x_4 a la salida de la válvula y entrada del evaporador disminuye y en consecuencia, aumenta la producción frigorífica específica.

Siendo $\dot{m}$ el gasto de refrigerante, resulta que la potencia frigorífica es

$$Q_o = \dot{m}\,|q_o| = \dot{m}\,(h_1 - h_4)$$

Compresor

Su función es doble, ya que por una parte crea y mantiene la baja presión en el evaporador y por otra, crea y mantiene la alta presión del condensador, lo que permite la nueva utilización del refrigerante en estado líquido.

Se utilizan diferentes tipos de compresores, principalmente alternativos y de tornillo. El trabajo específico de compresión es

$$|w_c| = h_2 - h_1$$

Condensador

Tiene por objeto condensar los vapores a alta presión que provienen del compresor. El medio de enfriamiento (agua o aire de condensación) recibe el calor cedido en la condensación, calentándose.

El refrigerante entra en el condensador como vapor recalentado y sale como líquido saturado (en la realidad, suele salir normalmente como líquido subenfriado). El calor cedido por el refrigerante es la suma del frío producido y el trabajo de compresión, esto es

$$|q_c| = h_2 - h_3 = (h_2 - h_1) + (h_1 - h_4)$$

Válvula de laminación

Realiza una doble función. Por una parte regula la cantidad de líquido que entra en el evaporador, para que según la cantidad de vapores aspirados por el compresor, pueda mantenerse constante la presión en el evaporador.

Por otra parte, al paso por la válvula tiene lugar la reducción de presión, desde la alta del condensador a la baja del evaporador. El proceso que se produce en la válvula es una laminación, en el transcurso de la cual el líquido se vaporiza, en parte tomando calor del propio líquido que se enfría hasta la baja temperatura correspondiente a la baja presión del evaporador.

Al ser un proceso isoentálpico se tiene

$$h_3 = h_4$$

XIV.4.1 CICLO DE COMPRESIÓN SIMPLE REAL.

En la práctica el ciclo de compresión simple se parece más al de la figura 14.7, ya que:

- Las transformaciones en el evaporador y condensador se realizan con pérdidas de carga.

- La compresión no es isoentrópica.

Vamos a aplicar el análisis exergético al ciclo irreversible 1'-2'-3'-4' que se muestra en la figura 14.7. Además de las irreversibilidades internas, tendremos también en cuenta las debidas a la transmisión de calor en el evaporador y condensador. Para facilitar el análisis del ciclo, se considerará que el estado a la entrada del evaporador coincide con el del ciclo de comparación anteriormente estudiado y que la producción frigorífica específica es la misma. Aplicamos el balance de exergía en cada uno de los procesos elementales de que consta el ciclo.

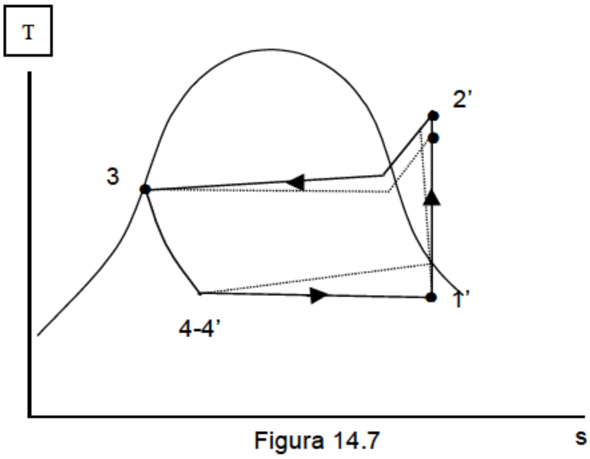


Figura 14.7

Evaporador

Sea T_o la temperatura del medio a enfriar. Haciendo un balance de exergía, por unidad de masa refrigerante, se tiene

$$b_{f4} = b_{f1'} - \left(1 - \frac{T_a}{T_o}\right) q_o + i_v$$

es decir, la destrucción de exergía en el evaporador es

$$i_v = T_a \left(s_{1'} - s_4 - \frac{q_o}{T_o} \right)$$

que es la resultante de dos efectos: las irreversibilidades internas en el derrame y la transmisión de calor.

Compresor

Si la compresión fuera isoentrópica, el estado a la salida del compresor sería el 2 y el trabajo específico de compresión $|w_c| = h_2 - h_1$. Sin embargo esa compresión se realiza con un cierto rendimiento isoentrópico η_s, de forma que el trabajo consumido es

$$\left| w_c' \right| = \frac{h_2 - h_1}{\eta_s} = h_2' - h_1$$

El exceso de trabajo no coincide con la destrucción de exergía, ya que

$$\left| w_c' \right| - \left| w_c \right| = b_{f2'} - b_{f2} + i_c$$

No obstante, en la máquina frigorífica que estamos considerando, el aumento de exergía del refrigerante a la salida del compresor respecto a la compresión ideal, $b_{f2'}$-b_{f2}, no va a ser utilizada, ya que el elemento siguiente es el condensador, donde se va a ceder calor a la atmósfera y esa exergía se va a degradar.

En definitiva, se puede utilizar el rendimiento isoentrópico, mejor aun que el exergético, para caracterizar el grado de calidad del proceso de compresión. La situación es muy diferente en el caso de una bomba de calor, ya que entonces ese exceso de exergía va a ser utilizada, puesto que el efecto útil es precisamente el calor cedido en el condensador.

Condensador

La exergía del refrigerante a la entrada del condensador es $b_{f2'}$, y a la salida $b_{f3'}$. Esta disminución de exergía representa la exergía destruida y perdida, ya que el calor es cedido al ambiente. Por consiguiente

$$i_{cd} = b_{f2'} - b_{f3'} = |q| - T_a(s_{2'} - s_{3'})$$

Válvula de laminación

La laminación es un proceso isoentálpico y marcadamente irreversible. La destrucción de exergía en la válvula es

$$i_1 = b_{f3'} - b_{f4'} = T_a(s_{4'} - s_{3'})$$

La destrucción total de exergía se obtiene sumando los valores obtenidos en cada uno de los equipos elementales de que consta. Por consiguiente, el rendimiento exergético del ciclo es

$$\phi = \frac{(1 - T_a/\ T_o)q_o}{w_c} = 1 - \frac{\sum i}{|w_c|} \qquad (14.15)$$

Si considerásemos la instalación en su conjunto, habría que incluir otras fuentes de destrucción de exergía, como son los rozamientos mecánicos en los distintos componentes. En definitiva, el rendimiento exergético total expresaría la relación entre la exergía aportada al foco frío y el trabajo (por ejemplo, eléctrico) consumido.

XIV.5 MEJORAS DEL CICLO DE COMPRESIÓN SIMPLE.

XIV.5.1 SUBENFRIAMIENTO.

Con el fin de aumentar el efecto frigorífico se puede modificar el esquema básico de la figura 14.6 introduciendo un intercambiador de calor líquido-vapor en la admisión del compresor. Este intercambiador subenfría el líquido que sale del condensador,

recalentando el vapor procedente del evaporador. Un esquema básico de una instalación con subenfriamiento se presenta en la figura 14.8, junto con el diagrama P-h del ciclo.

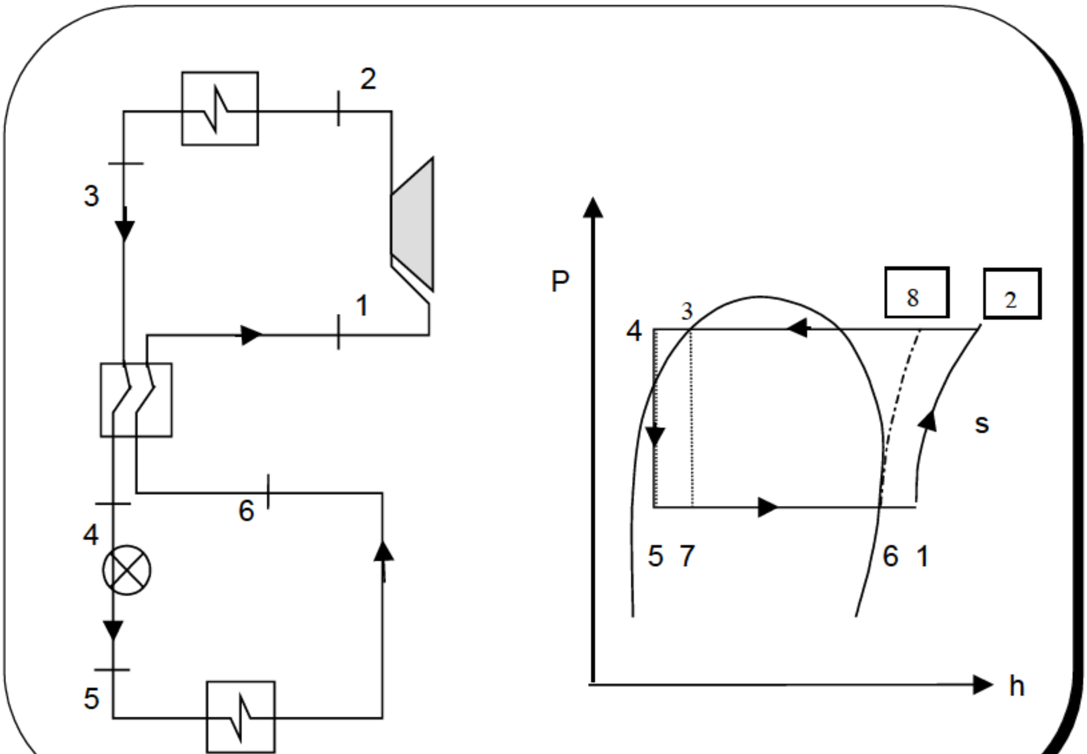


Figura 14.8

El subenfriamiento a la salida del condensador se produce hasta un estado 4, el recalentamiento del vapor de aspiración hasta el estado 1, verificándose según un balance de energía en el intercambiador subenfriador la igualdad siguiente

$$h_3 - h_4 = h_1 - h_6$$

De esta forma aumenta efectivamente el efecto frigorífico, ya que la producción frigorífica específica es ahora $h_6 - h_5$ en lugar de $h_6 - h_7$ si no hubiera subenfriamiento. No obstante, el trabajo de compresión aumenta, compárase $h_2 - h_1$ con $h_8 - h_6$, por lo que el CE del ciclo no aumenta necesariamente. Además, el volumen específico del vapor en la aspiración del compresor es mayor, por lo que el compresor proporciona menor caudal másico y en definitiva menor potencia.

A pesar de estos inconvenientes y dependiendo del tipo de compresor, puede ser absolutamente necesario que no entre líquido al compresor y por esa sola razón el intercambiador subenfriador está indicado. Además, la presencia de ese intercambiador evita la entrada de burbujas de vapor en la válvula de laminación.

XIV.5.2 COMPRESIÓN MÚLTIPLE CON ENFRIADOR INTERMEDIO DE TIPO ABIERTO.

Una instalación de compresión múltiple es esencialmente una combinación de dos o más ciclos de compresión simple. El fluido frigorígeno es comprimido sucesivamente por dos o más compresores acoplados en serie. Así pues, los sucesivos escalamientos están conectados físicamente.

La figura 16.10 representa el esquema una instalación frigorífica de doble compresión con enfriador intermedio de tipo abierto. Antes de describir la instalación y efectuar los correspondientes balances de masa y energía, vamos a hacer unas consideraciones que justifican el interés del enfriador intermedio y su disposición en la instalación.

Cuando un líquido saturado se estrangula a través de una válvula de laminación, el porcentaje de vapor aumenta progresivamente, como claramente se pone de manifiesto al considerar la laminación 1→2 que se presenta en la figura 14.9. Ahora bien, ese mismo estado 2 podría haberse alcanzado interrumpiendo la laminación, por ejemplo en 3, y separando las fases líquido y vapor, estados 4 y 5. La expansión podría entonces continuar, estrangulando el líquido desde el estado 4 al 6 y el vapor de 5 a 7. La mezcla de 6 y 7 nos daría obviamente el mismo estado 2, es decir,

$$h_2 = h_3 = x\, h_6 + (1\text{-}x)\, h_4 = x\, h_7 + (1\text{-}x)\, h_5$$

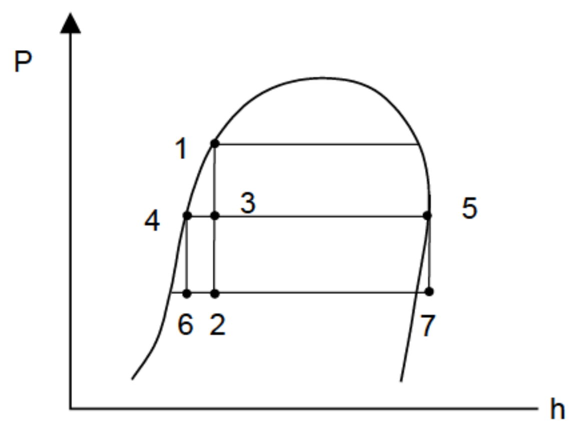


Figura 14.9

Ahora bien, la expansión de vapor de 5 a 7 no tiene ningún interés, ya que el fluido en el estado 7 no va a ser utilizado para producir frío y por otra parte, habrá que gastarse un trabajo para comprimirlo de nuevo y llevarlo a la presión correspondiente a 6. Por consiguiente, lo más razonable será realizar la laminación hasta una cierta presión intermedia, por ejemplo la de 3. A continuación, se separa el líquido del vapor y se continua la laminación con sólo el líquido, comprimiendo el vapor sin permitirle una laminación adicional. Esto se logra mediante una instalación con **depósito separador,** tal como se muestra en el esquema de la figura 14.10

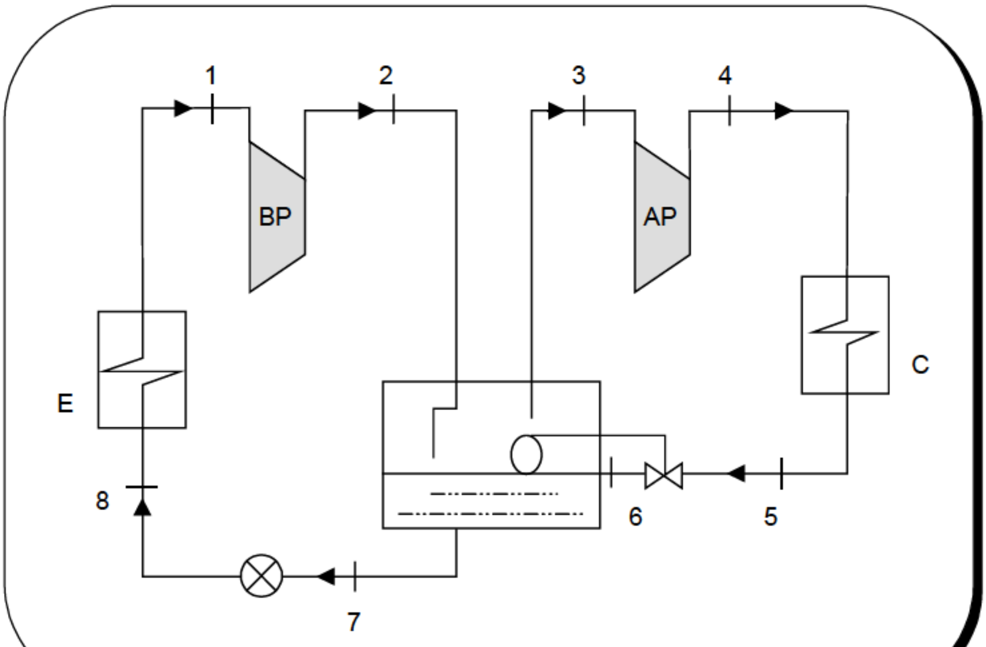


Figura 14.10

La expansión de 5 a 6 se realiza mediante una válvula de flotador, que tiene además la misión de mantener constante el nivel de líquido. En esta instalación se necesitan dos compresores, uno para comprimir desde la presión intermedia vapor en el estado 3 y el otro, para comprimir desde la presión a la salida de la válvula de laminación, ver los diagramas P-h y T-s del ciclo en la figura 16.11.

Puesto que según hemos estudiado en la lección VII, el trabajo de compresión disminuye con la temperatura, el vapor procedente del compresor de baja presión, estado 2, que tiene que ser nuevamente comprimido, se enfría previamente.

Para lo que se hace pasar por el depósito separador, donde se enfría desde el estado 2 al 3, originando una vaporización del refrigerante del depósito.

Llamando $\dot{m}$ el gasto de vapor comprimido por el compresor BP, es decir, el que atraviesa el evaporador, se tiene

$$\dot{m}_7 = \dot{m}_8 = \dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$$

y siendo $\dot{m}'$ el gasto que se vaporiza en el evaporador intermedio

$$\dot{m}_3 = \dot{m}_4 = \dot{m}_5 = \dot{m}_6 = \dot{m}' + \dot{m}$$

Haciendo un balance de energía en el depósito separador, se obtiene que

$$\dot{m}\ (h_2 - h_3) = \dot{m}'(h_3 - h_6) - \dot{m}(h_6 - h_7)$$

por lo que la relación de gastos es

$$\frac{\dot{m}}{\dot{m}'} = \frac{h_3 - h_6}{(h_2 - h_3) + (h_6 - h_7)} \tag{14.16}$$

La potencia frigorífica del ciclo es

$$\dot{Q}_o = \dot{m}(h_1 - h_8)$$

y la potencia de compresión

$$|N| = \dot{m}(h_2 - h_1) + \dot{m} + \dot{m}'(h_4 - h_3)$$

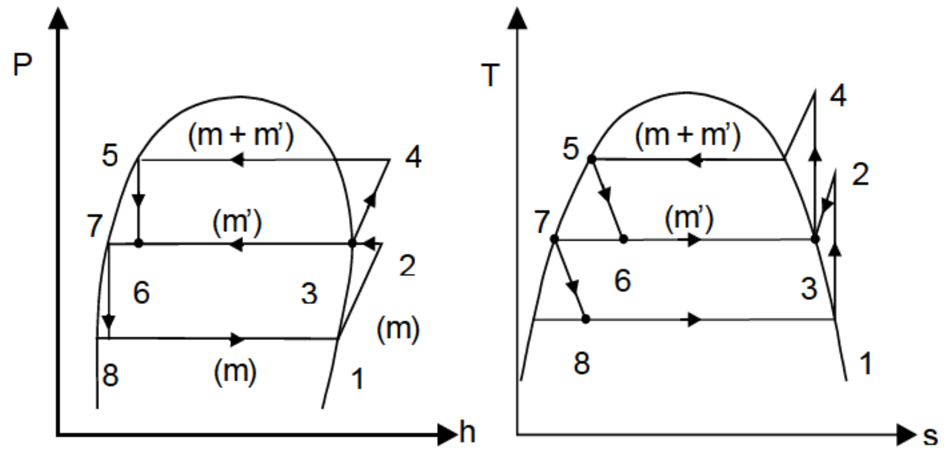


Figura 14.11

La conveniencia de emplear la compresión múltiple se debe tanto a consideraciones termodinámicas como económicas. La función primordial de la compresión múltiple es la de enfriar el valor recalentado procedente del compresor de baja presión. Además, hay que considerar también las ventajas complementarias de subenfriar el líquido procedente del condensador.

En un ciclo de doble etapa como el descrito, el parámetro principal a elegir es la presión intermedia. Su valor se define de forma que el coeficiente frigorífico del ciclo sea máximo. Basado en este criterio se obtiene que aproximadamente la presión intermedia P_i debe ser tal que

$$P_i = \sqrt{P.P_o} \tag{14.17}$$

siendo P_o y P las presiones del evaporador y condensador.

Es conveniente aplicar la nueva compresión a una instalación frigorífica con cámaras a distintas temperaturas. En este caso, la presión intermedia está fijada por la presión de aspiración de las cámaras de temperatura más alta, puesto que el compresor BP (booster) descarga en el enfriador intermedio conectado a la aspiración de las cámaras a alta temperatura, de donde aspira el compresor de AP.

XIV.5.3 COMPRESIÓN MÚLTIPLE CON ENFRIADOR INTERMEDIO DE TIPO CERRADO.

La figura 14.12 representa el esquema de una instalación frigorífica de doble salto con enfriador intermedio de tipo cerrado. Los vapores del evaporador E son aspirados por el compresor de baja presión BP donde son comprimidos hasta la presión intermedia y llevados al enfriador intermedio D. En D pierden el recalentamiento y son aspirados por el compresor de alta presión AP, donde son comprimidos hasta una presión suficiente para su posterior condensación en C.

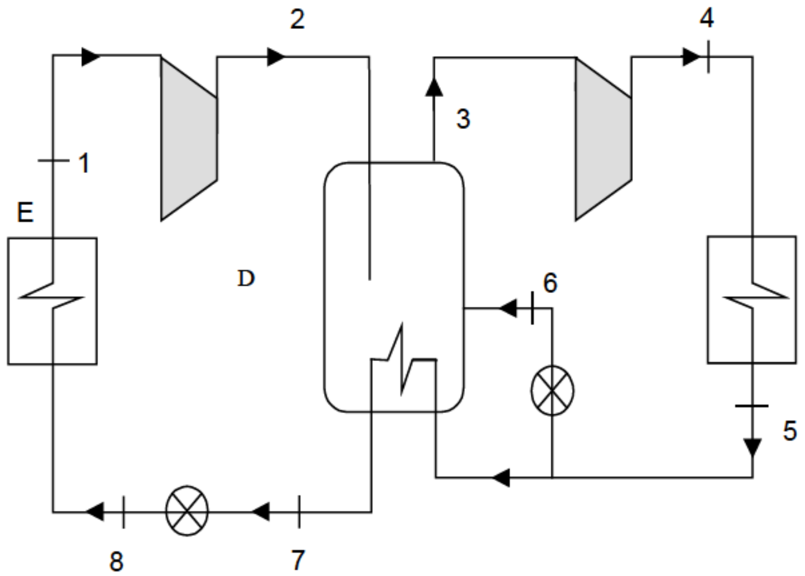


Figura 14.12

El líquido procedente del condensador C, al entrar en el enfriador intermedio D, se divide en dos ramas: una de ellas conduce a una válvula de regulación auxiliar F y la otra pasa directamente al enfriador intermedio a través de un serpentín.

Por la primera derivación, la de la válvula F, pasa la cantidad de refrigerante necesaria para quitar el recalentamiento (por vaporización) de los vapores procedentes del compresor BP y además, para subenfriar hasta una temperatura ligeramente superior a la del enfriador intermedio, el líquido procedente del condensador, ver diagramas P-h y T-s de la figura 14.13

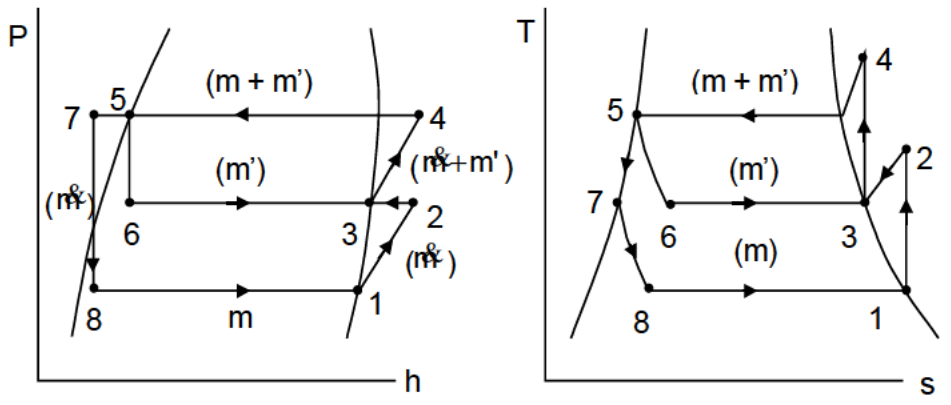


Figura 14.13

Siendo $\dot{m}$ y $\dot{m}'$ el gasto que atraviesa el evaporador y el que se vaporiza en el enfriador intermedio, respectivamente, del balance de energía en D resulta

$$\dot{m}[(h_2 - h_3) + (h_5 - h_7)] = \dot{m}'(h_3 - h_6) \qquad (14.18)$$

La potencia frigorífica producida es

$$\dot{Q}_o = \dot{m}(h_1 - h_8)$$

y la potencia consumida por los compresores

$$N_C = \dot{m}(h_2 - h_1) + \left(\dot{m} + \dot{m}'\right)(h_4 - h_3)$$

XIV.5.4 COMPRESIÓN MÚLTIPLE EN CASCADA.

En este tipo de instalaciones el fluido frigorígeno comprimido en una fase es condensado por el evaporador de la fase siguiente, por la que circula otro fluido frigorígeno. Los sucesivos escalonamientos están pues conectados térmicamente, ver esquema de la figura 14.14

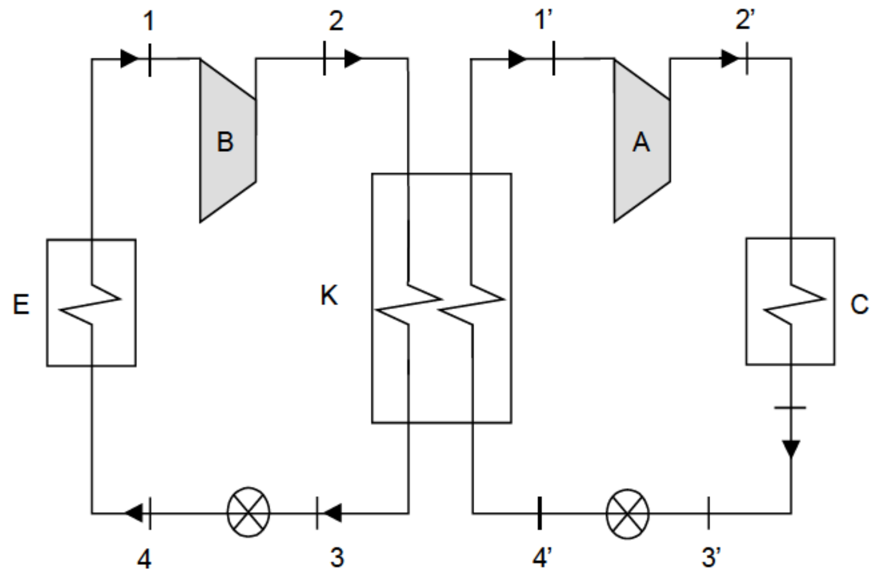


Figura 14.14

El compresor del circuito a baja temperatura B aspira el vapor formado en el evaporador E y lo impulsa hasta un cambiador de calor K, que realiza las funciones de condensador del circuito de baja temperatura y evaporador del de alta temperatura. Naturalmente la temperatura de condensación correspondiente a la presión de impulsión del compresor B ha de ser superior a la temperatura de vaporización correspondiente a la presión de aspiración del compresor A.

Al ser dos circuitos independientes se podrán elegir fluidos frigoríficos adecuados para las necesidades de ambos circuitos. Así, para la baja temperatura se buscarán refrigerantes con presiones de vapor suficientemente elevadas para no trabajar en vacío y con volúmenes específicos suficientemente pequeños para que los compresores no resulten excesivamente grandes. Además, las relaciones de compresión de ambos circuitos deben ser aceptables.

Estas ventajas pueden compensar el inconveniente inevitable debido a la existencia de un gradiente de temperaturas en el cambiador d calor K, con las correspondientes pérdidas termodinámicas.

En la figura 14.15 se representa en sendos diagramas P-h el ciclo frigorífico para ambos refrigerantes. Llamando $\dot{m}'$ y $\dot{m}$ el gasto por el circuito de baja y alta temperatura respectivamente, del balance de energía en el cambiador K se tiene

$$\dot{m}(h_2 - h_3) = \dot{m}'(h_{1'} - h_{4'}) \qquad (14.19)$$

La potencia frigorífica es

$$\dot{m}(h_1 - h_4)$$

y la potencia consumida en ambos compresores

$$\dot{m}(h_2 - h_3) + \dot{m}'(h_{2'} - h_{1'})$$

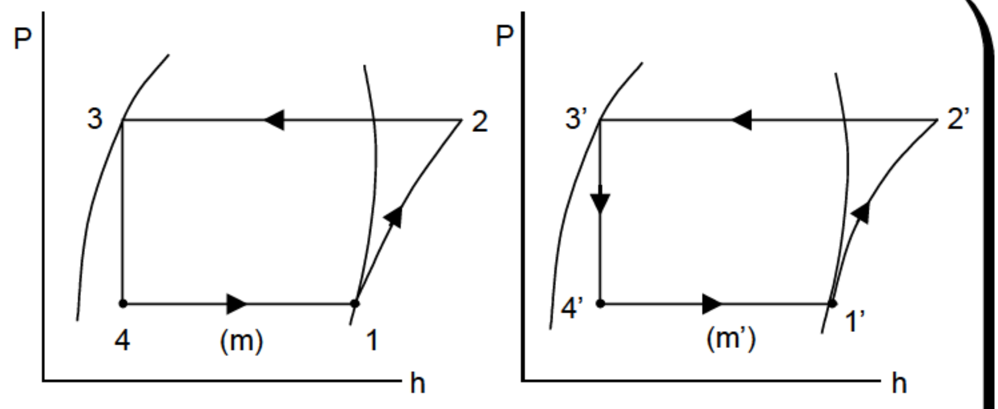


Figura 14.15

XIV.6 INSTALACIONES FRIGORÍFICAS DE ABSORCIÓN.

Dentro de los procedimientos que utilizan para la producción de frío un cambio de estado, estudiamos ahora la absorción, incluida en el grupo de la vaporización indirecta, o en circuito cerrado.

El ciclo de absorción simple consta, véase figura 14.16, esencialmente, de un absorbedor A y un hervidor o generador H que sustituyen, en sus funciones, al compresor de una instalación de compresión mecánica. El generador impulsa (como el compresor) los vapores formados al calentar una solución hasta el condensador C. El absorbedor aspira (como el compresor) los vapores formados en el evaporador E.

El ciclo se completa con la válvula de laminación L (análoga a la del ciclo de compresión), un cambiador de calor K de la solución y una bomba B (para vencer la diferencia de presiones existente) que impulsa la solución enriquecida en el compuesto más volátil (fluido frigorígeno) de la solución desde la salida del absorbedor hasta el hervidor. A la salida de éste, la solución empobrecida en el compuesto más volátil de la solución (fluido frigorígeno), se lleva, a través del cambiador, hasta el absorbedor.

Estas instalaciones están basadas en el fenómeno conocido de la absorción. Es sabido que existen sustancias que en estado líquido (o sólido) gozan de la propiedad de absorber importantes cantidades de vapor de otras sustancias. Es la absorción (o adsorción) que va acompañada por un desprendimiento de calor.

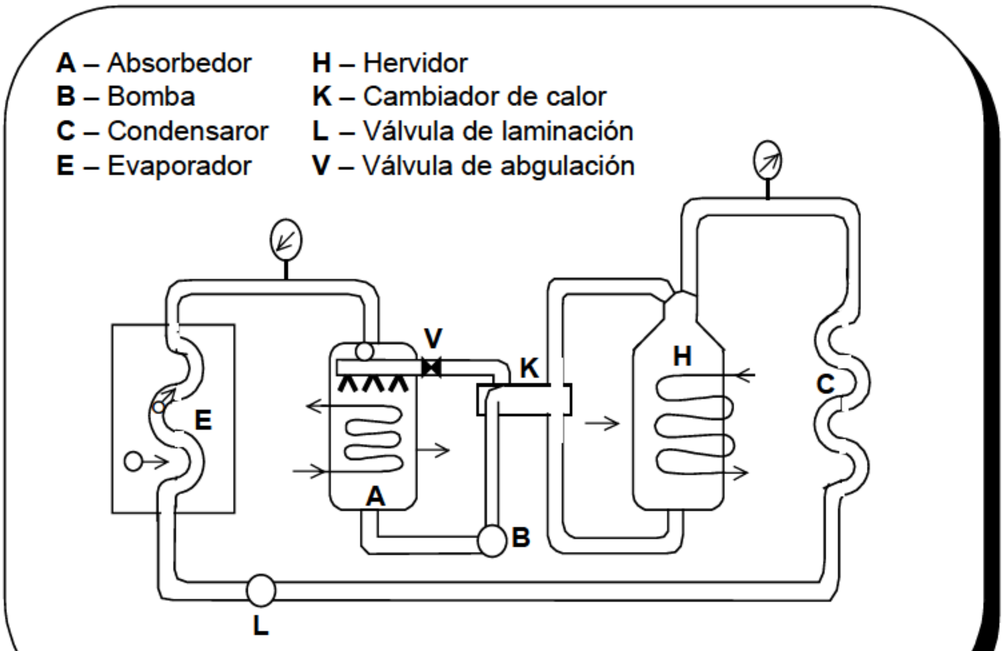


Figura 14.16

Los elementos fundamentales del ciclo, absorbedor, evaporador, hervidor, condensador, válvula de laminación, bomba de circulación, cambiador de calor y válvula de regulación, realizan las funciones que describimos a continuación.

Evaporador

En este cambiador de calor tiene lugar la ebullición del fluido frigorígeno. Según sea la presión reinante en el evaporador se obtendrán distintas temperaturas de vaporización para cada fluido utilizado. Al realizarse la ebullición es necesario comunicar calor al fluido en estado líquido. Este calor lo toma el fluido del medio que rodea el evaporador. En el evaporador, se encuentra a baja presión y baja temperatura.

Absorbedor

La solución pobre en fluido frigorígeno (y rica en líquido absorbedor) recoge (aspira) los vapores del fluido frigorígeno formados en el evaporador, desprendiendo en la reacción calor que es necesario eliminar, normalmente por medio de agua de enfriamiento. Como en el curso de funcionamiento la solución pobre, al absorber fluido frigorígeno, se va enriqueciendo, es preciso para la continuidad del funcionamiento, alimentar el absorbedor con la solución pobre procedente del hervidor, a la vez que elimina la solución enriquecida enviándola al hervidor.

Hervidor o generador

La solución rica en fluido frigorígeno, al calentarse, normalmente por medio de vapor, desprende vapores de fluido frigorígeno impulsándoles hacia el condensador. Durante el funcionamiento la solución rica, al desprender (impulsar) fluido frigorígeno, se va empobreciendo y es preciso para la continuidad del funcionamiento, alimentar el hervidor con la solución rica procedente del absorbedor, a la vez que elimina la solución empobrecida enviándola al hervidor.

Como se había dicho, la doble función del compresor mecánico la realizan el absorbedor (fase de aspiración de fluido frigorígeno) y el hervidor (fase de impulsión del fluido frigorígeno).

Condensador

En este cambiador de calor tienen lugar la condensación del fluido frigorígeno procedente del hervidor. Según sea la ,presión reinante en el condensador se obtendrán distintas temperaturas de condensación para cada fluido frigorígeno utilizado. Al realizarse la condensación es necesario que los vapores cedan calor. Esta calor - calor latente de condensación - lo toma un fluido, a menor temperatura, que envuelve al condensador, juntamente con el calor comunicado por la bomba de circulación.

Válvula de laminación

Su función es doble. Por una parte regula la cantidad de líquido que entra en el evaporador para que, según sea la cantidad de vapores aspirados por el absorbedor, pueda mantenerse constante la presión en el evaporador.

Por otra parte, al paso por la válvula, tiene lugar la reducción de presión desde la alta que reina en el condensador hasta la baja que reina en el evaporador. El líquido procedente del condensador, a alta presión y a alta temperatura, al atravesar la válvula y encontrarse a una presión más baja, se vaporiza en parte tomando el calor necesario del propio líquido, que se enfría hasta la baja temperatura correspondiente a esa baja presión.

Bomba de circulación

Hemos visto que la solución enriquecida en el absorbedor es enviada al hervidor. Para vencer la diferencia de presiones, presión baja en el absorbedor y presión alta en el hervidor, es preciso utilizar una bomba. Ello supone la introducción en el ciclo del trabajo de la bomba.

Válvula de regulación

La solución empobrecida en el hervidor es enviada al absorbedor. Como la solución empobrecida llega a alta presión, en la válvula de regulación tiene lugar la disminución de presión hasta la baja del absorbedor. Evidentemente también cumple su función reguladora.

Cambiador de calor

Hemos visto que en el hervidor es necesario comunicar calor y en el absorbedor eliminarlo. Como la solución procedente del hervidor, camino del absorbedor, llega caliente y la solución procedente del absorbedor camino del hervidor llega fría, es conveniente, por motivos económicos, un cambiador de calor que eleve la temperatura de la solución procedente del absorbedor y disminuya la temperatura de la solución procedente del hervidor.

Llamando Q_o, Q_a, Q_h y Q_c los calores intercambiadores en el evaporador, absorbedor, hervidor y condensador respectivamente y siendo W_b el trabajo consumido por la bomba se tiene

$$Q_o + Q_a + Q_h + Q_c = W_b$$

Despreciando el trabajo de la bomba se tiene

$$Q_h + Q_o = |Q_c| + |Q_a| \qquad (14.20)$$

Siendo T_h y T_o las temperaturas en el hervidor y evaporador respectivamente y suponiendo una misma temperatura T_m para el condensador y absorbedor, la aplicación del Segundo Principio al ciclo reversible de absorción nos permite escribir

$$\frac{Q_h}{T_h} + \frac{Q_o}{T_o} = \frac{|Q_c|}{T_m} + \frac{|Q_a|}{T_m} \qquad (14.21)$$

El coeficiente frigorífico se define como la relación entre el frío producido Q_o y el calor aportado en el hervidor Q_h, esto es

$$CE = \frac{Q_o}{Q_h}$$

Combinando las ecuaciones (14.21) y (14.2) resulta finalmente para el CE la siguiente expresión

$$CE = \left(1 - \frac{T_m}{T_h}\right)\frac{T_o}{T_m - T_o} \qquad (14.22)$$

Así pues el CE del ciclo de absorción es igual al producto del rendimiento térmico de un ciclo motor de Carnot entre las temperaturas del generador y el absorbedor/condensador por el coeficiente frigorífico de un ciclo frigorífico de Carnot entre las temperaturas del evaporador y del absorbedor/condensador.

XIV.7 INSTALACIONES FRIGORÍFICAS DE EYECCIÓN DE VAPOR.

Dentro de los procedimientos que se utilizan para la producción de frío con cambio de estado nos referimos ahora a las instalaciones de eyección de vapor, que están incluidas en el grupo de vaporización indirecta o circuito cerrado.

Una instalación de eyección de vapor consta esencialmente de un generador G que alimenta en vapor vivo una tobera T, donde el vapor se expansiona a gran velocidad, ver esquema de la figura 14.17. Este efecto de trompa crea a la salida de la tobera una depresión y un arrastre de los vapores procedentes del evaporador E.

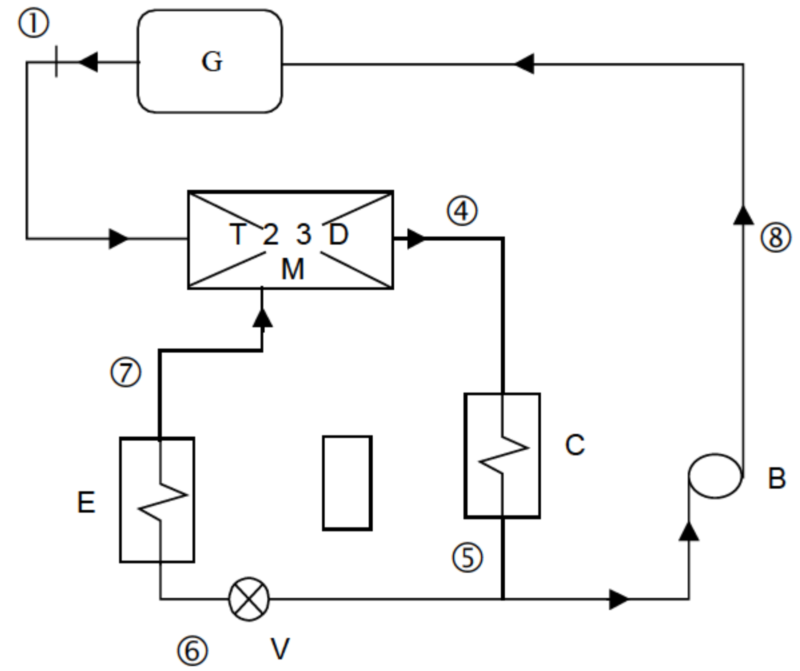


Figura 16.17

El chorro de vapor y los vapores de refrigerante aspirados del evaporador E se mezclan en la cámara M y son comprimidos al atravesar un difusor D, donde los vapores pierden velocidad generando presión. El conjunto tobera-cámara de mezcla-difusor es lo que se conoce como eyector.

Los vapores a alta presión entran en el condensador C donde se convierten en líquido, al ceder el calor latente al medio más frío que envuelve al condensador. Parte del fluido condensado se lamina en la válvula de regulación V que alimenta al evaporador. El resto es bombeado por B hasta el generador.

Así pues, el eyector sustituye al compresor del ciclo de compresión, realizándose la aspiración merced a la tobera y la impulsión gracias al difusor. Los demás elementos realizan funciones similares a las del ciclo de compresión, existiendo aquí además un

generador G que suministra vapor a alta presión al eyector para su expansión en la tobera y una bomba de circulación B para llevar parte del condensado hasta G.

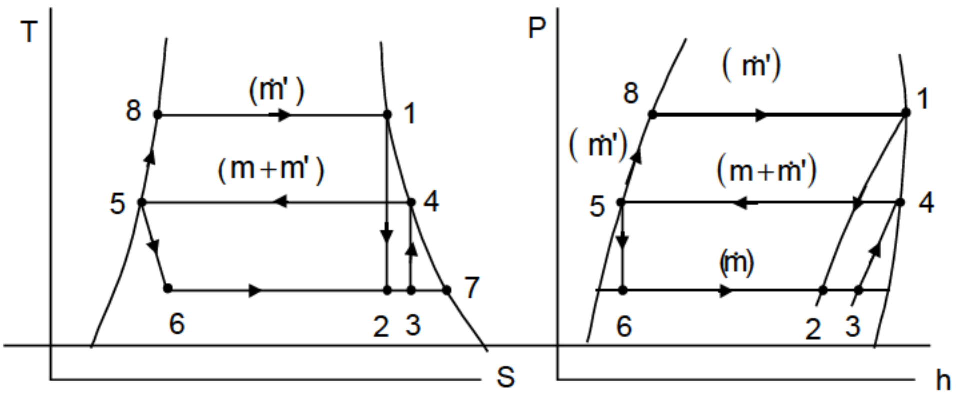


Figura 16.18

En la figura 14.18 se representa el ciclo de funcionamiento en los diagramas P-h y T-s .

Llamamos $\dot{m}'$ al gasto de vapor vivo y $\dot{m}$ el gasto de vapor que atraviesa el evaporador. El punto 2 representa el estado a la salida de la tobera, 3 es el resultante de la mezcla del gasto $\dot{m}'$ de vapor húmedo en el estado 2 con el gasto $\dot{m}$ de vapor saturado procedente del evaporador, estado 7. Por consiguiente, haciendo un balance de energía en M se tiene

$$\dot{m}'h_2 + \dot{m}h_7 = \left(\dot{m} + \dot{m}'\right)h_3$$

Si llamamos $\dot{Q}_G$, $\dot{Q}_O$ y $\dot{Q}_C$ el calor intercambiado en el generador, evaporador y condensador respectivamente y considerando despreciable el trabajo de la bomba, se tiene

$$\dot{Q}_G + \dot{Q}_O = \left|\dot{Q}_C\right|$$

Puesto que en el ciclo reversible, se cumple la igualdad

$$\frac{\dot{Q}_G}{T_G} + \frac{\dot{Q}_O}{T_O} = \frac{\left|\dot{Q}_C\right|}{T_C}$$

resulta que el coeficiente frigorífico del ciclo de eyección es

$$CF = \frac{\dot{Q}_O}{\dot{Q}_G} = \left(1 - \frac{T_C}{T_G}\right) \cdot \left(\frac{T_O}{T_C - T_O}\right) \qquad (14.23)$$

es decir, CF es igual al producto del rendimiento térmico de un ciclo motor de Carnot entre T_G y T_C por el coeficiente frigorífico de un ciclo frigorífico de Carnot funcionando entre T_O y T_C .

El calor cedido en el generador es

$$\dot{Q}_G = \dot{m}'(h_1 - h_8)$$

mientras que la potencia frigorífica es

$$\dot{Q}_O = \dot{m}'(h_7 - h_6)$$

XIV.8 INSTALACIONES FRIGORÍFICAS DE AIRE.

La instalación frigorífica de aire es el ejemplo más conocido de las máquinas de gases frios. Pertenece al grupo de sistemas de producción de frío que no utilizan un cambio de estado, sino una expansión. Como hemos dicho en el apartado XIV.1 existen dos grandes grupos de máquinas de gases frios, según que la expansión se realice con trabajo exterior, como es el caso de la máquina de aire, o sin trabajo exterior (expansión Joule-Thomson).

La figura 14.19 representa el esquema de una máquina de aire. Consta esencialmente de un compresor C que aspira el aire que ha atravesado el enfriador E, comprimiéndolo e impulsándolo hasta el preenfriador K.

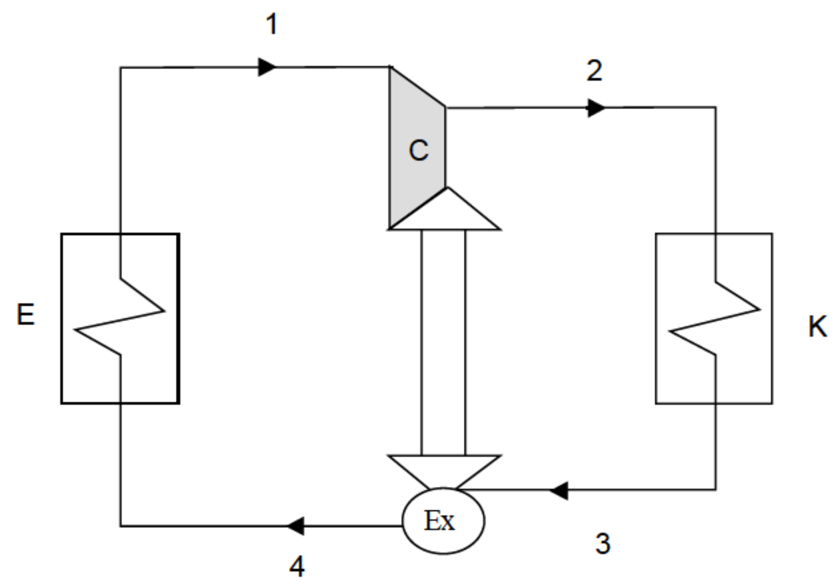


Figura 14.19

Tras un preenfriamiento en K el aire pasa al expansor Ex , donde tiene lugar una expansión adiabática, en la que se produce un trabajo a expensas de la energía del aire. Dicho trabajo es utilizado para el accionamiento del compresor y naturalmente el aire experimenta un intenso enfriamiento. El aire frío entra en el enfriador E, colocado en el espacio a enfriar, absorbe calor sensible del ambiente al que enfría y es seguidamente aspirado por el compresor C.

En la figura 14.20 se representa en los diagramas P-h y T-s el ciclo de comparación. Consta de una compresión isoentrópica desde 1 a 2, seguida de un enfriamiento isobárico desde 2 a 3, una expansión isoentrópica de 3 a 4 y finalmente un calentamiento isóbaro del aire de 4 a 1 .

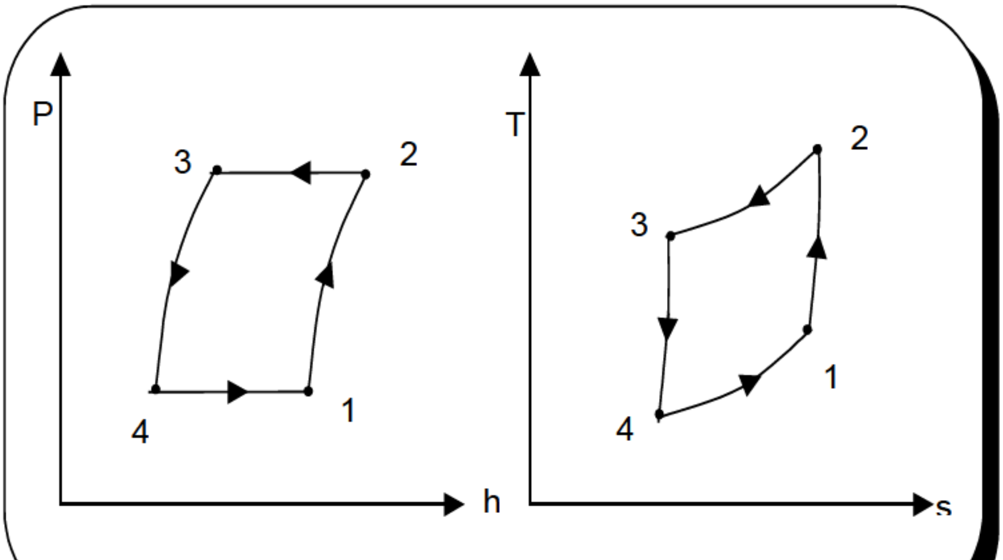


Figura 14.20

Siendo q_o , q los calores intercambiados en el enfriador E y preenfriador K y w_C , w_{Ex} los trabajos de compresión y expansión, la aplicación del Primer Principio nos permite escribir

$$q_o - |q| = |w_c| - |w_{Ex}|$$

El coeficiente frigorífico del ciclo es

$$CF = \frac{q_o}{|w_c| - |w_{Ex}|} = \frac{q_o}{q_o - |q|}$$

A partir de los estados se tiene que la producción frigorífica específica es

$$q_o = h_1 - h_4$$

siendo el trabajo neto específico

$$\left|w_c\right| - w_{Ex} = \left(h_2 - h_1\right) - \left(h_3 - h_4\right)$$

y por tanto el coeficiente frigorífico resulta

$$CF = \frac{h_1 - h_4}{\left(h_2 - h_1\right) - \left(h_3 - h_4\right)} \qquad (14.24)$$

XIV.9 BIBLIOGRAFÍA

1. Emerick R.H. , Basic Refrigeration and Air Conditioning, Prentice-Hall, 1982.

2. Griffiths E. , Refrigeration Principes and Practice, Newnes-Richard Clay, 1986.

3. Stoecker W.F. , Refrigeration and Air Conditioning, Mc Graw-Hill, 1975.

4. Schmidt E. , Thermodynamics, Springer Verlag, 1990.

5. Ashrae Fundamentals, ASHRAE, 1990.

LECCIÓN XV TERMODINÁMICA DEL AIRE HÚMEDO

XV.1 EL AIRE HÚMEDO.

Para que un ingeniero sea capaz de analizar los diversos procesos relacionados con el acondicionamiento del aire, es imprescindible que disponga de un claro conocimiento de las propiedades termodinámicas del aire húmedo. Es por ello que esta lección está dedicada a estudiar las variables termodinámicas del aire húmedo y su representación en los diagramas psicrométricos.

Tiene como objetivo la aplicación de los balances de masa, energía y exergía en los procesos básicos más característicos del acondicionamiento del aire. Para ello, nos vamos a basar en el conocimiento que ya tenemos de las propiedades de mezclas de gases ideales. No se considerarán los aspectos más tecnológicos, tales como los relacionados con el diseño de los equipos y el controlo de las instalaciones, que se estudian en los libros dedicados al acondicionamiento del aire.

El aire atmosférico o aire húmedo, que es el fluido objeto de estudio en esta lección, se puede considerar cono una mezcla de dos sustancias distintas. Una de ellas, el aire seco, es a su vez una mezcla de gases y la otra es vapor de agua, en su estado de vapor saturado o bien recalentado.

El aire seco es una mezcla de cuatro componentes con trazas de otro gran número de gases. El ASHRAE Handbook of Fundamentals da la siguiente composición aproximada del aire seco, expresada en relaciones en volumen:

	Relación en volumen	Masa molecular
Nitrógeno	0,78084	28,02
Oxigeno	0,20948	32,00
Argón	0,00934	39,91
Dióxido de Carbono	0,00031	44,00
Neón, Helio, Metano, Hidrógeno, Dióxido de Azufre, y otros gases.	0,00003	

Basados en esta composición, se puede calcular la masa molecular aparente del aire seco, resultando M_a=28,965 gr/mol. En el estudio del aire húmedo, esta mezcla de

gases se considera como una sustancia homogénea, siendo uno de los componentes de la mezcla; el otro es el vapor de agua.

A las presiones y temperaturas ordinarias, el comportamiento del aire seco es muy diferente al del vapor, ya que mientras que aquél siempre se encuentra en fase de gas éste en ocasiones condensa.

Para poner de manifiesto este hecho, consideramos la figura 15.1. En ella se han dibujado los diagramas P-v del aire seco y del agua. El punto A representa un estado típico del aire seco a la presión ambiental P_a y una temperatura ambiental, por ejemplo 20ºC. Como se observa, en las condiciones ambientales, el aire seco está muy alejado del punto crítico y de la curva de condensación, de forma que siempre se comporta como un gas. Sería necesario descender la temperatura por debajo de –130ºC, que es su temperatura crítica, para que el aire seco iniciara la condensación. Evidentemente, las condiciones ambientales están muy alejadas de esa baja temperatura.

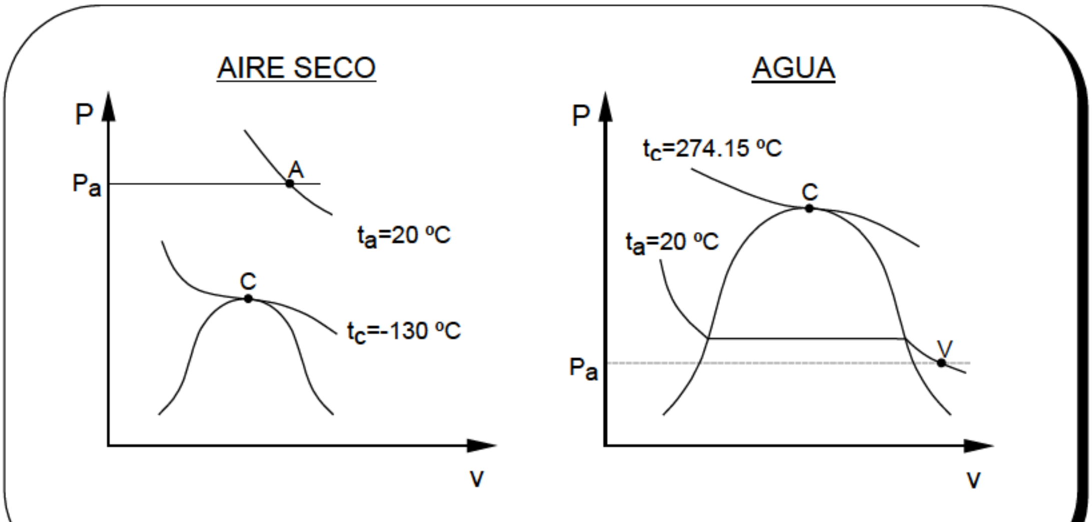


Figura 15.1

El segundo diagrama P-v se refiere al agua y en él se representa la isoterma de 20ºC y un estado V del vapor, ligeramente recalentado. Como se observa, las temperaturas ambientales típicas se encuentran muy por debajo de la temperatura crítica del agua, de forma que un pequeño aumento de la presión bastaría para producir la condensación.

El aire húmedo es pues un ejemplo típico de las mezclas denominadas **gas-vapor,** en las que uno de los componentes es siempre gas y el otro es vapor. El componente aire seco se encuentra en esa mezcla en un estado en el que el modelo de gas ideal es perfectamente aplicable. Con respecto al vapor, aunque esté muy próximo a la línea de condensación o incluso se encuentre sobre ella, la fracción molar del vapor en el aire húmedo es tan pequeña, que el modelo de gas ideal es igualmente aplicable.

En definitiva, en el estudio que vamos a realizar consideraremos al aire húmedo como una mezcla de gases ideales formada por dos componentes , aire seco y vapor de agua. Indudablemente, las leyes del gas ideal no son estrictamente exactas, sobre todo a presiones elevadas. En el año 1.945, **Goff y Gratch**, utilizando los resultados obtenidos de cálculo basados en la Mecánica Estadística, elaboraron unas tablas de

propiedades termodinámicas del aire, que son las más precisas de que se dispone. En ellas se tiene en cuenta su divergencia respecto a la ley del gas ideal.

XV.2 MODOS DE EXPRESAR EL CONTENIDO DE HUMEDAD.

Existen diversas maneras de expresar la composición del aire húmedo, es decir, la proporción entre la masa de vapor y la del aire seco. En efecto, consideremos un volumen V de aire húmedo a la presión P, siendo m_v y m_a la masa de vapor y de aire seco respectivamente.

XIV.2.1 HUMEDAD ABSOLUTA.

Una forma de expresar la composición es mediante la humedad absoluta, que establece la relación entre la masa de vapor y la de aire seco, esto es

$$X = \frac{m_v}{m_a}$$

Siendo P_v la presión parcial del vapor, es decir, $P_v = x_v\, P$ y P_a la del aire seco, por tanto, $P_a + P_v = P$, la humedad absoluta se puede expresar en la forma siguiente

$$X = \frac{m_v}{m_a} = \frac{M_v N_v}{M_a N_a} = 0{,}622\frac{P_v}{P_a} = 0{,}622\frac{P_v}{P - P_v} \qquad (15.1)$$

Para un aire que esté saturado, la presión parcial del vapor coincide con la presión de vapor o saturación a la temperatura correspondiente a que se encuentre el aire, $P_s(T)$. Así la humedad absoluta de un aire saturado será

$$X = 0{,}622\frac{P(T)}{P - P_s(T)} \qquad (15.2)$$

Supongamos que el aire húmedo que se encuentra en el recinto de volumen V está inicialmente a la temperatura T_1, siendo el estado del vapor de agua en el aire, el que se muestra en la figura 15.2. Si se enfría progresivamente ese aire, se alcanza una temperatura a la cual la presión parcial del vapor coincide con la presión de saturación. El aire está entonces saturado y esa temperatura para la cual se alcanza la saturación se denomina temperatura del punto de rocío, $T_{PR.}$

Evidentemente según sea la temperatura inicial y la presión parcial del vapor, la temperatura del punto de rocío será distinta. Así, pues, cada aire tiene su propio punto de rocío.

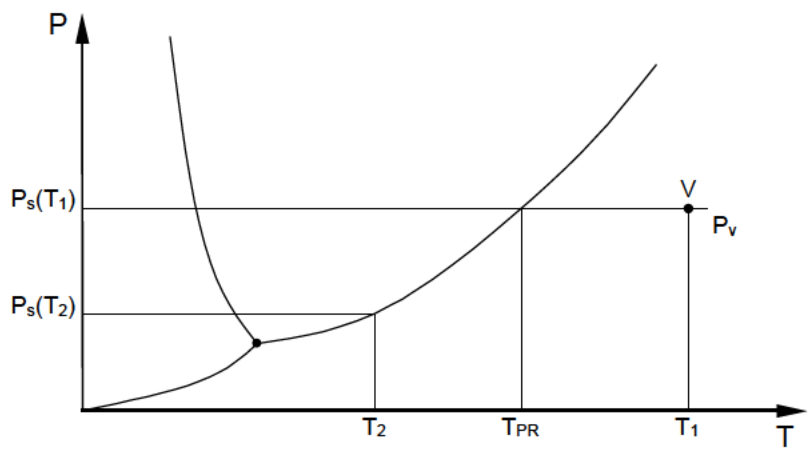


Figura 15.2

Si continuamos descendiendo la temperatura, el vapor de agua condensa, de manera que a una temperatura tal como la T_2, la presión parcial del vapor será $P_s(T_2)<P_v$. La cantidad de agua condensada es proporcional a la diferencia de ordenadas P_v-$P_S(T_2)$. Naturalmente, si la temperatura desciende por debajo de 0ºC, el agua que se desprende del aire aparece en fase sólida.

Consideremos el aire del recinto V a la temperatura T. En estas condiciones, dentro del recinto tendremos aire saturado y agua. La humedad absoluta de este sistema bifásico será

$$X = 0{,}622\frac{P_s(T_2)}{P-P_s(T_2)}+\frac{m_l}{m_a} \qquad (15.3)$$

donde m_l representa la masa de vapor de agua que ha condensado. Como hemos dicho antes si T_2 < 0ºC, el agua aparecería como hielo.

XIV.2.2 HUMEDAD RELATIVA.

Otra forma de expresar la composición del aire húmedo es mediante la humedad relativa. Se define la humedad relativa como la relación entre la presión parcial del vapor y la presión de saturación correspondiente a la temperatura T a la que se encuentre el aire, es decir

$$\phi = \frac{P_v}{P_s(T)} \qquad (15.4)$$

Puesto que $P_V = x_vP$ y $P_s(T)=x_sP$, siendo x_v, x_s la fracción molar del vapor en el aire y la que tendría si el aire estuviera saturado, se puede igualmente escribir

$$\phi = \frac{x_v}{x_s}$$

Asimismo, puesto que la presión parcial del vapor coincide con la presión de saturación a la temperatura del punto de rocío, se tiene

$$\phi = \frac{P_s(T_{PR})}{P_s(T)} \tag{15.5}$$

Obviamente, la relación que liga a la humedad absoluta con la relativa es

$$X = 0{,}622 \frac{P_s(T)}{\frac{P}{\phi} - P_s(T)} \tag{15.6}$$

Generalmente la humedad relativa se expresa en tanto por ciento, de modo que

$$\phi(\%) = \frac{P_v}{P_s(T)}$$

El máximo valor que pueda tomar la humedad relativa es del 100%. Por consiguiente con la humedad relativa podemos expresar la composición de un aire hasta la saturación pero no, a diferencia de lo que ocurre con la humedad absoluta, la de un sistema bifásico aire saturado y agua (o hielo).

XIV.2.3 GRADO DE SATURACIÓN.

Por último, otra forma de expresar la composición es mediante el grado de saturación. Se define éste como la relación entre la humedad absoluta del aire y la que tendría si estuviera saturado, es decir

$$G = \frac{X}{X_s} = \frac{P_v}{P_s}\frac{P - P_s}{P - P_v} \tag{15.7}$$

Puesto que $P_v < P_s$, se tiene que ese segundo factor es menor que la unidad. No obstante, tanto el valor de P_v como el de P_s es siempre mucho menor que el de P, de modo que ese factor es aproximadamente la unidad. Por ello, muchas veces se confunde el grado de saturación con la humedad relativa, esto es

$$G \approx \phi$$

XV.3 VARIABLES TERMODINÁMICAS DEL AIRE HÚMEDO.

Como hemos dicho anteriormente, consideramos el aire atmosférico como una mezcla de gases ideales, formada por aire seco y vapor de agua. Sea pues un recinto de volumen V conteniendo aire húmedo a la temperatura T. Si T es superior a la temperatura de punto de rocío, esto es, si la presión parcial del vapor de agua P_v es inferior a la presión de saturación a esa temperatura, de modo que todo el agua se encuentra en fase de vapor, podemos escribir

$$P_v = m_v R_v \frac{T}{V}$$

donde m_v es la mas de vapor. Siendo m_a la masa de aire seco, la presión parcial de aire seco es

$$P_a = m_a R_a \frac{T}{V}$$

verificándose que la presión total P= P_a +P_v. La densidad del aire húmedo es

$$\rho = \frac{m_a + m_v}{V} = \frac{m_a + m_v}{m_a R_a + m_v R_v}\frac{P}{T}$$

y en función de la humedad absoluta

$$\rho = \frac{1+X}{R_a + XR_v}\frac{P}{T} = \frac{P}{R_a T} - \left(\frac{1}{R_a} - \frac{1}{R_v}\right)\frac{P_v}{T} \qquad (15.8)$$

Dado que la constante del agua R_v = R/Mv = 461,5 J/(kg K), es mayor que la del aire seco R_a = R/M_a = 287,1 J/(kg K), esta expresión nos indica que el aire húmedo no saturado tiene menor densidad que el seco a la misma temperatura y presión. Así pues, el aire húmedo es tanto más ligero cuanto mayor es su humedad absoluta.

Cuando la presión parcial del vapor alcanza el valor de la presión de saturación, el aire húmedo está saturado. El estado del vapor de agua se encuentra sobre la línea de saturación y deja por tanto de ser recalentado. La densidad correspondiente al aire saturado es

$$\rho = \frac{P}{R_a T} - \left(\frac{1}{R_a} - \frac{1}{R_v}\right)\frac{P_s}{T} \qquad (15.9)$$

que depende solamente de la temperatura T y la presión total P.

Si la humedad X tiene un valor superior al correspondiente a la saturación, solo la cantidad $m_a X_s$ está en fase de vapor. El resto, m_a (X-X_s), está en forma de agua (niebla), si t > 0ºC, mientras que si t < 0ºC, será hielo (escarcha).

En los procesos de acondicionamiento del aire que estudiaremos en una sección posterior, el gasto de aire seco que entra a un equipo de climatización es el mismo que el que sale, al no experimentar el aire seco ninguna transformación. Lo que varía es el gasto de vapor, ya que puede tener lugar una humidificación o deshumidificación del aire, con el consiguiente aumento o disminución del gasto de vapor. Por esta razón y dado que nuestro objetivo es establecer las bases termodinámicas para el estudio de los proceso de secado y de acondicionamiento del aire, todas las variables específicas las referiremos, no en relación a la unidad de masa de aire, sino por unidad de masa de aire seco.

Dicho esto, vamos a obtener las expresiones simplificadas que permiten obtener de forma sencilla el valor de las variables termodinámicas del aire húmedo más interesantes.

- **Volumen específico**

El volumen específico del aire contenido en el recinto al que antes hacíamos referencia es

$$v = \frac{V}{m_a}$$

donde, nuevamente se recuerda, tomamos como magnitud de referencia la masa de aire seco. A partir de la ecuación térmica de la mezcla, se tiene

$$v = \frac{m_a R_a T}{m_a P} + \frac{m_v R_v T}{m_a P} = R_v \frac{T}{P}\left(\frac{R_a}{R_v} + X\right)$$

y por tanto

$$v = R_v \frac{T}{P}(0.622 + X) \qquad (15.10)$$

En el caso de que el aire estuviera saturado X= X_s y si además hubiera agua líquida o hielo, la expresión anterior sigue siendo válida, ya que el volumen específico del agua o del hielo son despreciables frente al del vapor. Así, para t > 0ºC

$$v = v_s + (X - X_s)v_l \approx v_s$$

- **Entalpía y energía interna**

La entalpía total del aire no saturado contenido en el recinto es

$$H = m_a h_a(T) + m_v h_v(T)$$

de forma que la entalpía específica resulta

$$h = h_a(T) + X h_v(T) \qquad (15.11)$$

En general, la entalpía específica del aire seco es

$$h_a(T) = h_a(T_a) + \int_{To}^{T} c_{pa}(T)dT$$

donde T_o es una temperatura de referencia. Puesto que en los procesos de acondicionamiento de aire tenemos que calcular variaciones de entalpía, de forma que la cantidad de aire seco y de agua (bien en forma líquida o de vapor) a la entrada de los equipos es la misma que a la salida, podemos elegir tanto para el aire seco como para el agua un estado de referencia totalmente arbitrario. Así, si hacemos T_o = 273,15 Kk y h_a (T_o) = 0, se tiene

$$h_a(T) = \int_{0}^{t} c_{pa}dT$$

donde t es la temperatura en grados celsius. En cálculos de cierta precisión se deberá tener en cuenta la dependencia de c_{pa} con la temperatura. No obstante, para temperaturas de hasta 100ºC, se cumple aproximadamente que

$$h_a = 1.004t\,(kJ/kga.s.) \qquad (15.12)$$

Con respecto al agua se elige como estado de referencia el del agua líquida en el punto triple, asignándole una entalpía nula a dicho estado. Así, la entalpía del vapor a la temperatura T será

$$h_v = l_0(T_0) + \int_{T_0}^{T} c_{pv}(T) \cdot dT$$

La entalpía de vaporización en el punto triple es l_o (T_o) = 2500 kJ/kg. Considerando que c_{pv} para el vapor recalentado es próximamente constante y puesto que T-To ≈ t, se tiene

$$h_v = l_0(T_0) + c_{pv}t = 2500 + 1.86t \qquad (15.13)$$

Así pues, la entalpía específica del aire no saturado es

$$h = c_{pa}t + X(l_0 + c_{pv}t) \qquad (15.14)$$

Si el aire está saturado y contiene agua líquida (niebla), en un estado tal como el 1 del diagrama de la figura 15.3, la entalpía específica de dicho estado la calculamos utilizando, por ejemplo, el proceso auxiliar que se dibuja en la figura resultando

$$h_l = v_l(P - P_0) + \int_{T_0}^{T} c_l dT \approx c_l t$$

donde v_l es el volumen específico del líquido y c_l su calor específico, que se puede considerar aproximadamente constante y de valor c_l = 4,18 kJ/(kg.K). Además, el primer término de la derecha de la igualdad es despreciable, ya que en efecto

$$v_l(P - P_0) \approx 10^{-3}\frac{m^3}{kg}10^{-2}\frac{kN}{m^2} = 0.1\,kJ/kg$$

Así pues, la entalpía específica de este aire saturado conteniendo agua es

$$h = c_{pa}t + X_s(l_0 + c_{pv}t) + (X - .X_s)c_l t \qquad (15.15)$$

- **Entropía**

La entropía del aire húmedo del recinto considerado es

$$S = m_a s_a(T, P_a) + m_v s_v(T, P_v) \qquad (15.16)$$

de modo que la entropía específica resulta

$$s = s_a(T, P_a) + X s_v(T, P_v) \qquad (15.17)$$

Si el estado de referencia elegido para el aire se le asigna a la entropía un valor igualmente nulo, se tiene

$$s_a(T, P_a) = c_{pa}\ln\frac{T}{T_0} - R_a\ln\frac{P}{P_0}$$

De modo similar, la entropía del vapor recalentado es

$$s_v(T, P_v) = \frac{l_0}{T_0} + c_{pv}\ln\frac{T}{T_0} - R_v\ln\frac{P_v}{P_0}$$

Para un aire saturado conteniendo agua líquida, la entropía específica es

$$s = s_a(T, P_a) + X_s s_v(T, P_v) + (X - X_s)s_l(T) \qquad (15.18)$$

donde

$$s_l(T) = c_l\ln\frac{T}{T_0}$$

Suponiendo que el agua es incomprensible y de calor específico constante. Para aire saturado a t < 0ºC y existiendo escarcha

$$s = s_a(T, P_a) + X_s s_v(T, P_v) + (X - X_s) s_h(T) \qquad (15.19)$$

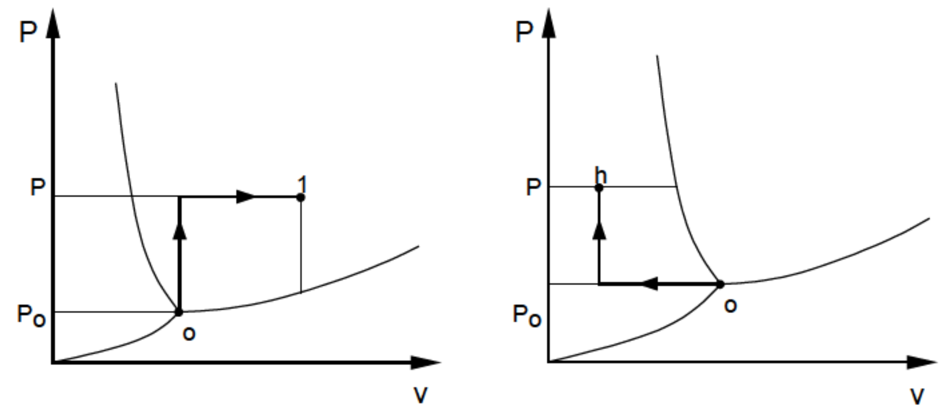


Figura 15.3

Por último, si el aire saturado está a t < 0ºC y contiene hielo, estado h de la figura 15.3, la entalpía específica de dicho estado la calculamos a lo largo del proceso que se muestra en la figura, resultando,

$$h_h = -l_h + \int_{T_0}^{T} c_{ph} dT + v_h (P - P_0)$$

donde l_h = 333 kJ/kg es la entalpía de fusión a la temperatura del punto triple. Considerando que el calor específico del hielo es aproximadamente constante c_h = 2,05 kJ/(kg K) y despreciando el último término, resulta para la entalpía específica del aire saturado y con hielo la expresión siguiente

$$h = c_{pa} t + X_s (l_0 + c_{pv} t) - (X - X_s)(l_h - c_h t) \qquad (15.20)$$

Una vez obtenida la entalpía, la energía interna específica es evidentemente

$$u = h - pv$$

donde v se obtiene a partir de la expresión (15.10)

siendo,

$$s_h(T) = -\frac{l_h}{T_0} + c_h \ln \frac{T}{T_0}$$

- **Exergía física**

De acuerdo con la fórmula que expresa la exergía de flujo de una mezcla de gases ideales, la exergía específica de flujo del aire húmedo es

$$b_f = h_a(T) - h_a(T_a) - T_a[s_a(T,P_a) - s_a(T,P_{aa})] + X\{h_v(T) - h_v(T_a) - T_a[s_v(T,P_v) - s_v(T_a,P_{va})]\} \quad (15.21)$$

donde P_{aa} y P_{va} representan la presión parcial del aire seco y del vapor a la presión atmosférica P_a. En función de las capacidades térmicas específicas, la expresión anterior resulta

$$b_f = \int_{T_0}^{T}\left(1 - \frac{T_a}{T}\right)c_{pa}dT - RT_a \ln\frac{P}{P_a} + X\left[\int_{T_a}^{T}\left(1 - \frac{T_a}{T}\right)c_{pv}dT - R\ln\frac{P}{P_a}\right]$$

Para un aire saturado a t < 0ºC y conteniendo agua, la exergía específica será la suma de la expresión anterior en la que $X=X_s$ y de la exergía específica del agua, que considerada como un fluido incompresible resulta

$$b_f = c_l(T - T_a) - Tc_l \ \ln\frac{T}{T_a}$$

Análogamente, cuando t < 0ºC, la exergía específica del hielo es

$$b_f = -l_h + c_h(T - T_a) - T_a\left[-\frac{l_h}{T_0} + c_h \ln\frac{T}{T_a}\right]$$

Como hemos dicho anteriormente, aplicando procedimientos de Mecánica Estadística, Goff y Gratch determinaron exactamente las variables termodinámicas del aire húmedo. Los valores que obtuvieron no difieren apreciablemente de los que resultan de aplicar el modelo de mezcla de gases ideales que se ha utilizado en esta lección.

XV.4 TEMPERATURA DE SATURACIÓN ADIABÁTICA Y TEMPERATURA DE BULBO HÚMEDO.

Para comprender el proceso de saturación adiabática, consideraremos una cámara suficientemente larga y perfectamente aislada, tal como se muestra en la figura 15.4 a la que entra un caudal de aire a la temperatura t_1, presión P y con una humedad absoluta X_1. La cámara contiene agua hasta un cierto nivel.

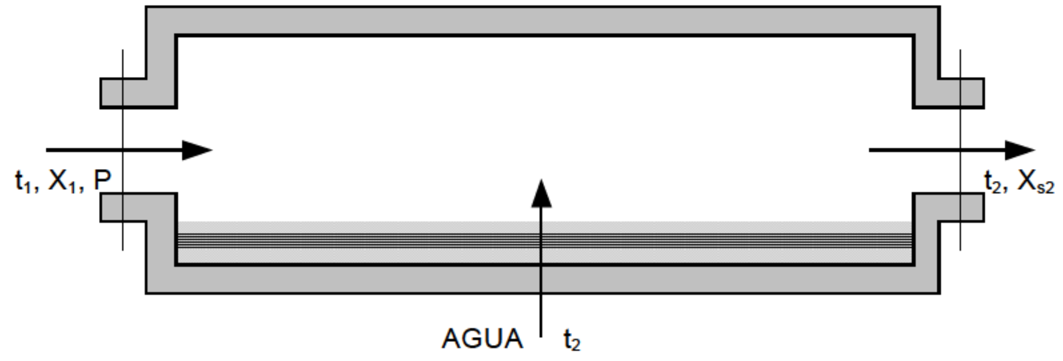


Figura 15.4

Si la temperatura del agua en la cámara fuera t_1 y si el aire entrara saturado, evidentemente el aire saldría en el mismo estado que el que presenta al entrar en la cámara. Vamos pues a considerar una situación general en que las temperaturas del aire y del agua son diferentes y el aire entra a la cámara no saturado.

Conforme el caudal de aire fluye en contacto con la superficie del agua, se produce una evaporación del agua que se incorpora a la corriente de aire. A partir de una cierta cota desde la sección de entrada, el aire saldrá saturado por la sección de salida. Con el fin de mantener constante el nivel, se repone continuamente a la misma velocidad a la que se evapora y con agua a igual temperatura que la del aire saturado que sale de la cámara. Se alcanza finalmente una situación en la que la temperatura del agua contenida en la cámara coincide con la del aire saturado que sale de la misma. Esta temperatura es precisamente la de saturación adiabática.

Así, pues, la temperatura de saturación adiabática de un aire es aquella temperatura que alcanza cuando se satura adiabáticamente, alcanzando el equilibrio termodinámico con el agua.

La temperatura del aire a la entrada de la cámara t_1 es siempre mayor que la de saturación adiabática, ya que la evaporación del agua requiere una importante aportación de energía que proviene, dado que la cámara es adiabática, del caudal de aire que la atraviesa y del agua líquida que se encuentra en su interior. En consecuencia, el aire se enfría al saturarse. El estado del vapor en el aire, conforme atraviesa la cámara, se muestra en los diagramas T-s y P-v de la figura 15.5. Obviamente, la temperatura del punto de rocío T_3 es menor que la temperatura del aire T_1 y que la de saturación adiabática T_2.

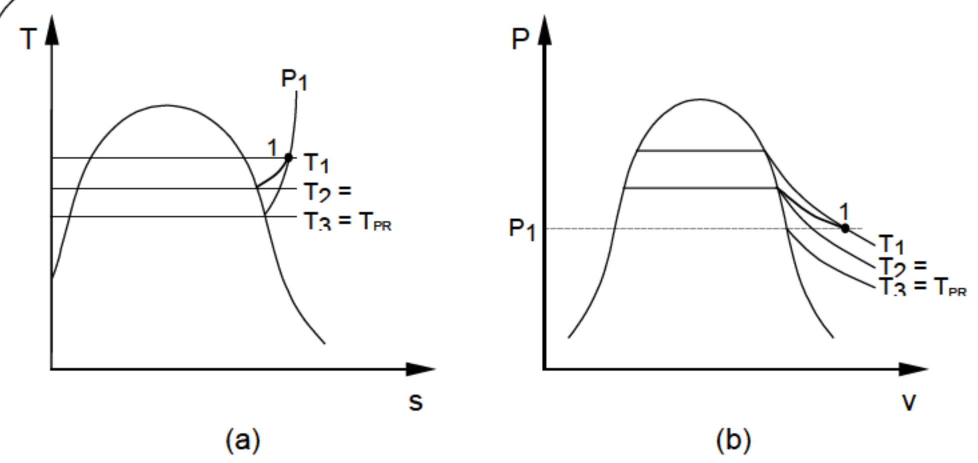


Figura 15.5

Siendo $\dot{m}_a$ el gasto de aire seco y $\dot{m}_l$ el de agua de reposición, haciendo un balance de masa referido al agua, podemos escribir para el régimen estacionario la ecuación siguiente

$$\dot{m}_a \cdot X_1 + \dot{m}_l = \dot{m}_a \cdot X_{s2} \qquad (15.22)$$

Al hacer el balance de energía, consideramos despreciables las variaciones de energía cinética y potencial de la corriente de aire, por lo que en régimen estacionario se ha de cumplir

$$\dot{m}_a \cdot h_1 + \dot{m}_l \; h_l = \dot{m}_a \cdot h_2 \qquad (15.23)$$

Sustituyendo el gasto de agua aportada $\dot{m}_l$ según la ecuación (15.21) y dividiendo la ecuación resultante por el gasto de aire seco, se obtiene

$$h_1 + (X_{s2} - X_1)h_1 = h_2$$

Utilizando las expresiones de la entalpía anteriormente obtenidas, se puede escribir

$$(c_{pa} + X_l c_{pv})(t_1 - t_2) = (X_{s2} - X_1)(l_0 - c_l t_2 + c_{pv} t_2)$$

y puesto, que el segundo paréntesis de la derecha de la igualdad coincide con la entalpía de vaporización a la temperatura t_2, resulta

$$t_1 - t_2 = (X_{s2} - X_1)\frac{l_2}{c_{pa} + X_1 c_{pv}} \qquad (15.24)$$

Para valores dados de t_1, X_1 y P, es decir, fijado el estado del aire, la temperatura de saturación adiabática es aquel valor de t_2 que satisface la ecuación anterior. El procedimiento para hallar esa temperatura está basado en el método de

aproximaciones sucesivas. Supuesto un valor para t_2, calculamos el valor correspondiente de X_{s2} según la ecuación y mediante las tablas del agua saturada determinamos el valor de la entalpía de vaporización correspondiente a esa temperatura t_2 y así, por aproximaciones sucesivas, llegaríamos a encontrar un valor de t_2 para el cual se cumple la igualdad, dentro del margen de error aceptable.

Este valor obtenido para t_2 es precisamente la temperatura de saturación adiabática del aire considerado. Como vemos, se trata de una variable termodinámica, ya que una vez definido el estado del aire, su temperatura de saturación adiabática está unívocamente determinada.

Precisamente, un método para determinar la humedad de un aire está basado en la técnica de la saturación adiabática. En efecto, recordando la ecuación (15.23) y despejando X_1, se obtiene

$$X_1 = \frac{c_{pa}(t_2 - t_1) + X_{s2} l_2}{h_{v1} - h_1} \qquad (15.25)$$

Medidas las temperaturas T_1 y T_2, todas las cantidades del miembro de la derecha de la igualdad son conocidas. Por lo tanto, la humedad de un aire húmedo no saturado se puede determinar midiendo las temperaturas de entrada y salida y la presión total del aire sometido a un proceso de saturación adiabática. Por último, diremos que todas las consideraciones que aquí se han hacho referidas al aire húmedo son igualmente aplicables a cualquier otra mezcla del tipo gas-vapor.

En la realidad resulta difícil lograr un estado del aire en equilibrio termodinámico con el agua, por lo que la determinación de la humedad a partir de la temperatura de saturación adiabática es poco práctico. Sin embargo, en el caso particular de las mezclas aire seco-agua, esa temperatura prácticamente coincide con al denominada temperatura de bulbo húmedo.

Temperatura de bulbo húmedo

La temperatura de bulbo húmedo es la medida con un termómetro de líquido ordinario, cuyo bulbo se ha recubierto de una gasa que se mantiene empapada en agua. Suponiendo que la temperatura inicial del agua es inferior a la temperatura de bulbo húmedo del aire, el calor cedido por éste originaría un aumento de la temperatura del agua, así como una evaporación, ya que el aire no está saturado.

Llega un momento en que la temperatura del agua se hace estacionaria, de manera que el calor cedido por el aire se utiliza exclusivamente para la evaporación del agua. Esa temperatura es precisamente la de bulbo húmedo.

Para el aire húmedo a temperaturas y presiones ordinarias, las temperaturas de bulbo húmedo (cuya determinación depende de las velocidades de transferencia del calor y de la masa), presentan unos valores muy próximos a los de las temperaturas de saturación adiabática. Por ello, la t_2 que se utiliza en la ecuación (15.24) suele ser la de bulbo húmedo. Para otras mezclas gas-vapor, o incluso para el aire húmedo cuando la presión difiere de las presiones atmosféricas normales, esta equivalencia no es válida y las discrepancias entre ambas temperaturas son notables.

XV.5 DIAGRAMAS PSICROMÉTRICOS.

En la sección XV.3 hemos obtenido unas serie de expresiones para calcular las variables termodinámicas del aire húmedo. Esas expresiones permiten pues resolver los diferentes problemas que se presentan en relación con el aire húmedo, aunque en ocasiones los cálculos pueden resultar largos y tediosos. Es por ello muy ventajoso representarlas gráficamente en lo que denominaremos los diagramas psicrométricos.

Un diagrama psicrométrico es la representación gráfica de los distintos estados de equilibrio del aire húmedo, lo que además de permitir la lectura gráfica de las distintas variables, hace también posible la solución gráfica de numerosos problemas. Para especificar el estado de equilibrio del aire húmedo no saturado se necesitan dos variables intensivas y la composición, que vendrá reflejada por cualquiera de las distintas formas de expresar la humedad que se han descrito anteriormente. Puesto que los diagramas psicrométricos se construyen para una presión barométrica dada, generalmente la presión estándar a nivel de mar, con dos variables se especifica el estado del aire en el diagrama.

La mayoría de los diagramas psicrométricos que han sido utilizados en EE.UU empleaban la temperatura de bulbo seco y la humedad absoluta como coordenadas básicas. En 1.929, R. Mollier presentó un diagrama en el que se utilizan como coordenadas la entalpía y la humedad absoluta, siendo un diagrama ampliamente utilizado en Europa. El uso de estas coordenadas presenta varias ventajas, dado que la mayoría de los procesos psicrométricos se representan según líneas rectas. Ello ha dado lugar a que los diagramas del tipo Mollier sean hoy día los más utilizados.

Diagrama de Mollier

En el diagrama de Mollier, sobre todo utilizado en Europa, se emplea una coordenada rectangular para la entalpía y una coordenada oblicua para la humedad absoluta, véase figura 15.6. Con ello se logra una representación más clara de los distintos estados. En efecto, si utilizásemos coordenadas rectangulares, de acuerdo con la ecuación (15.14) la pendiente de las isotermas en la zona de aire no saturado sería

$$\left(\frac{\partial h}{\partial X}\right)_t = l_0 + c_{pv} t$$

Dado el elevado valor de la entalpía de vaporización, nos encontraríamos con que la zona correspondiente al aire húmedo no saturado ocuparía una porción muy reducida de la superficie disponible. Por esta razón, Mollier propuso una coordenada oblicua para la humedad, de manera que la isoterma t= 0ºC fuese horizontal en la zona no saturada. Con esta representación, el ángulo que forman las isotermas no saturadas respecto a la horizontal es

$$\left(\frac{\partial h}{\partial X}\right)_t = c_{pv} t$$

y dada la pequeña variación de c_{pv} con la temperatura, se pueden considerar aproximadamente rectas.

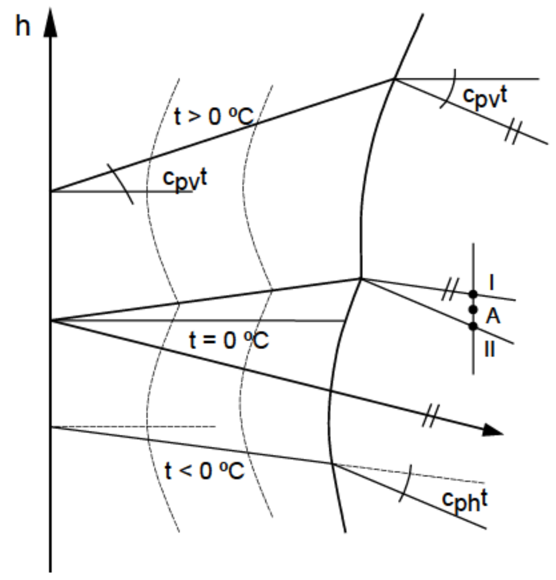


Figura 15.6

Las isotermas de bulbo seco hasta ahora consideradas se refieren a la zona de aire no saturado. La línea que une los estados de aire saturado se obtiene representando en el diagrama la ecuación (15.6) donde ϕ=1. Para cada valor de la temperatura, mediante las tablas de agua saturada se lee la presión de vapor correspondiente y se calcula la humedad de saturación X_s, representándose en el diagrama. La línea obtenida presenta un punto anguloso para t = 0ºC, ya que por debajo de esa temperatura, los valores que hay que considerar son los correspondientes a la presión de sublimación. Por otra parte, la isoterma t=100ºC es asintótica a esa línea, ya que P_s (100ºC) = 1atm, y por tanto $X_s = \infty$. En cuanto a las líneas de humedad relativa constante, resultan de representar la ecuación (15.6), para los distintos valores de ϕ.

En la zona saturada, para valores de t > 0ºC, según la ecuación (15.15) la pendiente de las isotermas es

$$\left(\frac{\partial h}{\partial X}\right)_t = c_l t$$

Mientras que para valores de t < 0ºC, se tiene

$$\left(\frac{\partial h}{\partial X}\right)_t = -l_h + c_{ph} t$$

En la zona de sobresaturación se desdobla en dos líneas. Una es paralela al eje oblicuo X y corresponde a la situación en que toda el agua se encuentra como escarcha. La otra tiene por pendiente l_h, corresponde al caso en que toda el agua es hielo. Por consiguiente, cualquier punto situado entre ambas líneas representa aire húmedo saturado a 0ºC, conteniendo niebla y escarcha en una proporción que viene dada por la

correspondiente relación de segmentos. Así para le punto A, la relación de hielo a agua viene dada por la relación de segmentos AI / AII.

Tal y como hemos dicho anteriormente, las líneas de temperatura de bulbo húmedo constante coinciden prácticamente con las de temperaturas de saturación adiabática cuya representación gráfica se efectúa a partir de la ecuación (15.23). Ahora bien, puesto que la saturación adiabática es un proceso prácticamente isoentálpico, ya que la entalpía del agua líquida aportada es muy pequeñas comparada con la del aire, para obtener aproximadamente la temperatura de bulbo húmedo de un estado tal como el 1 de la figura 15.7, se busca la isoentálpica que pasa por él. En el punto donde esa isoentálpica corta a la línea ϕ=1 se busca la isoterma y esa temperatura es aproximadamente la del bulbo húmedo del estado 1 considerado.

El diagrama de Mollier que hemos descrito se construye para un valor determinado de la presión, que como hemos dicho anteriormente suele ser 1 atm. Cuando la presión es diferente, se puede efectuar las correcciones correspondientes utilizando para ello el mismo diagrama. En efecto, de acuerdo con la ecuación (15.6) se tiene

$$X = 0.622\frac{P_s\phi}{P - P_s\phi} = 0.622\frac{P_s\frac{\phi}{P}}{1 - P_s\frac{\phi}{P}} = 0.622\frac{P_s k}{1 - P_s k}$$

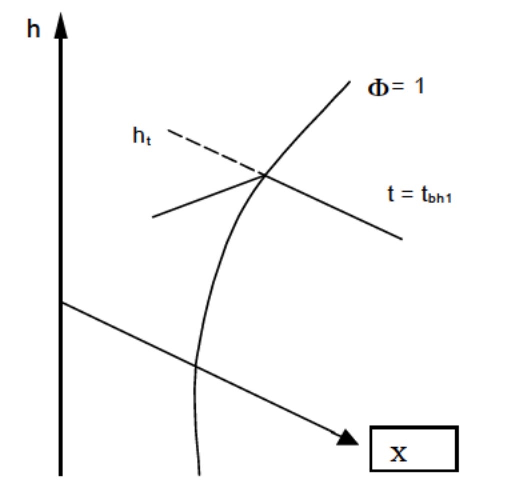


Figura 15.7

En el diagrama psicrométrico las líneas que en realidad se dibujan son las de k=cte. Cuando la presión P=1 atm, se tiene que k=ϕ, de forma que las líneas k=cte coinciden con las ϕ=cte. Cuando por ejemplo P=1,1 atm, entonces k=ϕ/1,1, de forma que la línea ϕ=1 corresponde a la k=0,9, la de ϕ=0,9 es la línea k=0,9/1,1 etc. Una aplicación detallada sobre la construcción de este diagrama se encuentra en la obra de Threlked que se cita en la bibliografía.

- **Diagrama de ASHRAE**

Otro tipo de diagramas de Mollier, más utilizados en EE.UU son los construidos por ASHRAE (American Society of Heating Refrigerating and Air-Conditioning Engineers), basados en los datos de las tablas de Golf y Gratch. Estos diagramas utilizan igualmente la humedad absoluta y la temperatura como coordenadas, siendo los ejes también oblicuos, ver figura 15.8. Así pues, las líneas de entalpía constante, lo mismo que las de humedad constante son rectas y paralelas.Las líneas de temperatura de bulbo seco constante son prácticamente rectas como hemos visto antes y además divergentes.

Las líneas de volumen específico constante y de temperatura de bulbo húmedo constante son divergentes y ligeramente curvas. No obstante, puesto que en la zona de utilización del diagrama su curvatura es muy pequeña, se pueden considerar como prácticamente rectas sin un error apreciable. Así, en el diagrama de este tipo que se muestra en la figura 15.8, todas las líneas a excepción de las de ϕ = cte aparecen como rectas y las isotermas se dibujan como líneas verticales, cuando en realidad estrictamente no lo son. En la región de niebla, las isotermas son una prolongación de las líneas de temperatura de bulbo húmedo constante.

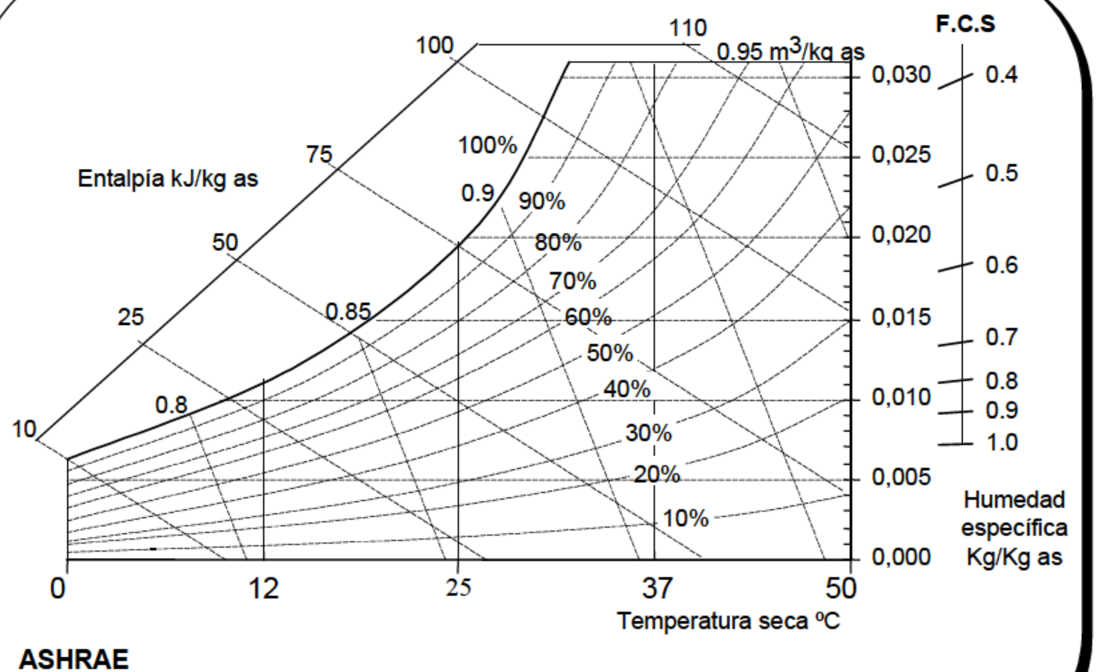


Figura 15.8

Estos diagramas suelen ir provistos de un transportador con dos escalas. De la escala exterior se obtienen las relaciones del incremento de entalpía respecto al incremento de humedad, mientras que con la interna se obtiene el factor de calor sensible o factor térmico, es decir, la relación entre la variación de entalpía sensible a la variación de entalpía total de una cierta transformación. Además, el nomograma situado a la izquierda del transportador permite obtener la entalpía del aire húmedo y la del aire seco para el agua líquida agregada o eliminada en una transformación psicrométrica.

- **Diagrama de Carrier**

Por último nos referimos al diagrama psicrométrico de Carrier que ha sido muy utilizado fundamentalmente en EE.UU. En él, los ejes de coordenadas forman un ángulo recto, representándose en uno de ellos la temperatura de bulbo seco y en el otro la humedad absoluta. El diagrama está provisto de una escala situada en el margen derecho, ver figura 15.9, de forma que uniéndola con el polo, que está situado en el punto que representa un aire húmedo a 24ºC y con un 50% de humedad relativa, se obtienen las diferentes pendientes de las transformaciones de un determinado factor de calor sensible.

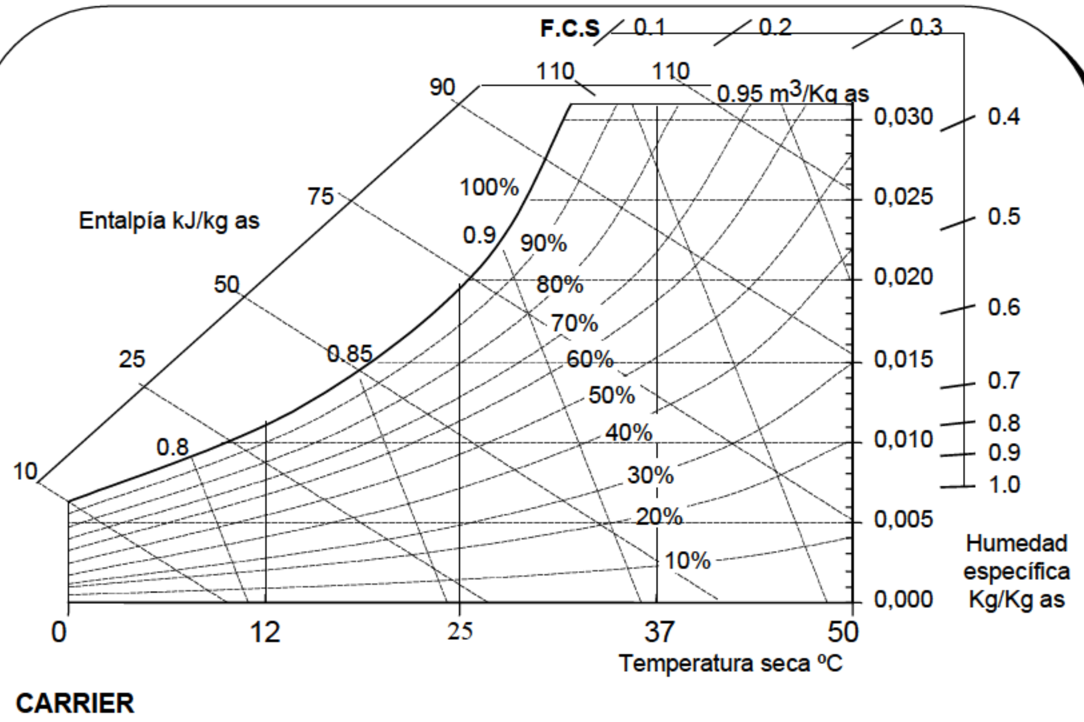


Figura 15.9

XV.6 PROCESOS ELEMENTALES EN EL ACONDICIONAMIENTO DEL AIRE.

Para que una persona se sienta cómoda en el interior de un recinto se requiere que la temperatura y la humedad del aire se mantengan dentro de un intervalo reducido de valores. Así mismo, para el funcionamiento de ciertos equipos o para el almacenamiento de determinados productos, se requieren unas condiciones de temperatura y humedad en un intervalo bien delimitado. No obstante, por transferencias de calor y masa entre el interior del recinto y el medio exterior, así como por posibles efectos internos, como los debidos a la iluminación, las propias personas, etc. los valores de temperatura y humedad saldrían del intervalo deseado.

Para mantener las condiciones que se requieren, es pues necesario modificar el estado del aire. Para ello, se dispone de unos equipos que permiten aumentar o disminuir la

temperatura y la humedad del aire. El proceso real que experimenta el aire al pasar a través de ellos puede ser más o menos complicado y desde luego depende de las velocidades de transferencia de calor y/o masa que se presentan en los equipos. No obstante, el estudio de estos fenómenos de transporte no es nuestro objetivo.

Pretendemos simplemente aplicar la Termodinámica, de manera que consideraremos los distintos equipos de tratamientos del aire como volúmenes de control, verdaderas cajas negras y aplicaremos sobre dichos volúmenes el balance de masa, de energía y de exergía. Todos lo procesos que estudiaremos serán en régimen estacionario y además, la presión barométrica se considerará que permanece constante. Esta suposición es válida en casi todos los procesos psicrométricos, ya que las pérdidas de carga que se producen son pequeñas.

XIV.6.1 CALENTAMIENTO O ENFRIAMIENTO SENSIBLES.

En un proceso de calentamiento sensible se suministra calor al aire sin modificar su humedad. Esto es lo que ocurre cuando se hace pasar el aire a través de un superficie caliente, o a través de una resistencia eléctrica. El enfriamiento sensible es lógicamente lo contrario del calentamiento. Para que sólo haya enfriamiento, la temperatura de la superficie fría que se pone en contacto con el aire debe de ser superior a la de su punto de rocío.

A modo de ejemplo consideremos un proceso de calentamiento, tal y como el que se muestra en la figura 15.10, entre los estados 1 y 2. Supongamos que tal proceso de calentamiento se realiza mediante vapor saturado en un estado 3, siendo 4 su estado a la salida del intercambiador.

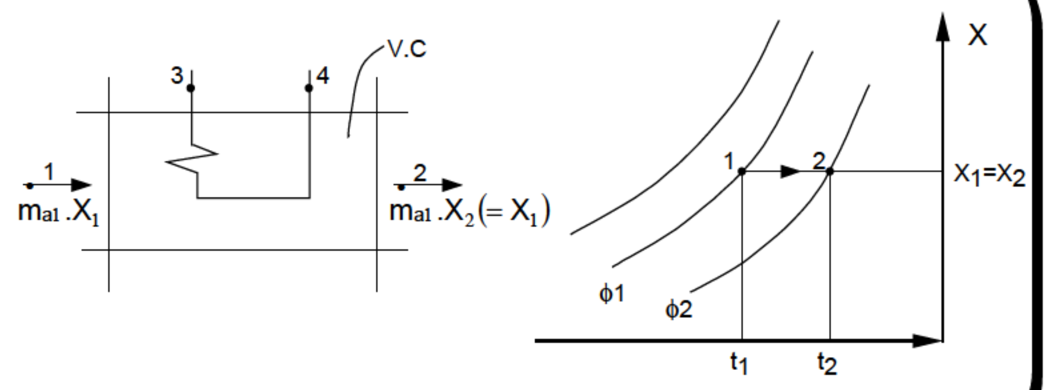


Figura 15.10

Tanto la humedad como el caudal másico de aire seco es el mismo en 1 que en 2. Considerando el volumen de control de la figura, del balance de energía se tiene

$$\dot{Q} = \dot{m}_a \cdot (h_2 - h_1)$$

donde

$$\dot{Q} = \dot{m}_v \cdot (h_3 - h_4) \qquad (15.26)$$

Siendo $\dot{m}_v$ el gasto de vapor utilizado para el calentamiento del aire. Haciendo un balance de exergía se obtiene la siguiente ecuación

$$\dot{m}_v (b_{f3} - b_{f4}) = \dot{m}_a \cdot (b_{f2} - b_{f1}) + \dot{I} \qquad (15.27)$$

donde $\dot{I}$ es la velocidad de destrucción de exergía. La definición del rendimiento exergético de mayor interés es aquella que compara el aumento de exergía del aire con la disminución de exergía del vapor, esto es

$$\phi_4 = \frac{\dot{m}_a \cdot (b_{f2} - b_{f1})}{\dot{m}_v (b_{f3} - b_{f2})} \qquad (15.28)$$

XIV.6.2 DESHUMIDIFICACIÓN POR ENFRIAMIENTO.

Cuando el aire es enfriado por debajo de su temperatura de punto de rocío habrá condensación de vapor y por consiguiente, disminuirá su humedad absoluta. En la figura 15.11 se muestra un esquema de un dispositivo de enfriamiento y deshumidificación, por intercambio de calor con un fluido que se encuentra a una temperatura inferior a la del punto de rocío del aire. El enfriamiento a una temperatura por debajo de la del punto de rocío se puede también lograr haciendo pasar el aire a través de una ducha de agua suficientemente fría.

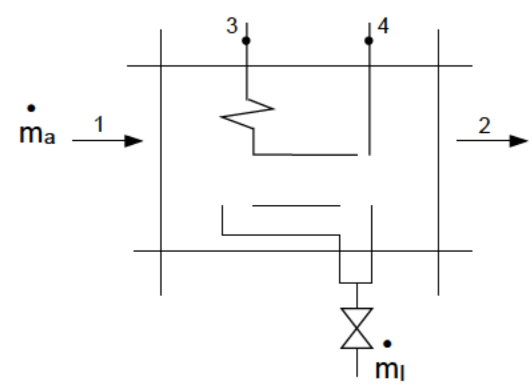


Figura 15.11

En la figura 15.12 se representa el proceso experimentado por el aire en dos de los diagramas psicrométricos anteriormente descritos. Como podemos apreciar, la

humedad del aire, lo mismo que su temperatura de bulbo seco y entalpía disminuyen, mientras que su humedad relativa aumenta. Podría pensarse que el estado final 2 debería encontrarse sobre la línea ϕ=1, esto es, ser un aire saturado. No obstante, en la realidad esto no se logra ya que no existe un intercambiador enfriador que sea eficiente 100%. No todo el aire que pasa a través del intercambiador se pone en contacto con lo tubos; es necesario tener en cuenta lo que se denomina el "factor de by-pass"

Supongamos que el enfriamiento y condensación del vapor se logra mediante un caudal másico m_r de agua fría, o bien, directamente de un refrigerante, por ejemplo R-22, que entra al intercambiador en el estado 3 y sale en un estado 4. Haciendo un balance de masa para el agua, se tiene que la humedad del estado 2 es

$$X_2 = X_1 - \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_a}$$

donde $\dot{m}_l$ es el agua condensada por unidad de tiempo.

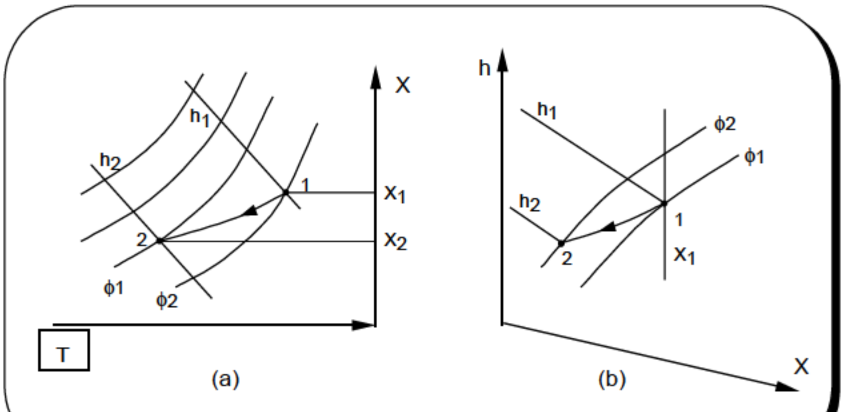


Figura 15.12

Por aplicación del Primer Principio al volumen de control de la figura, resulta la ecuación siguiente

$$\dot{m}_a(h_1 - h_2) = \dot{m}_{r1}(h_4 - h_3) + \dot{m}_1 \cdot h_1 \qquad (15.29)$$

siendo h_l la entalpía del agua que ha condensado.

La velocidad de destrucción de exergía es

$$\dot{m}_{va}(b_{f3} - b_{f2}) + \dot{m}_r(b_{f3} - b_{f4}) + \dot{m}_l\, b_{fl} = \dot{I} \qquad (15.30)$$

y el rendimiento exergético del proceso lo podemos definir de la forma siguiente

$$\phi_4 = \frac{\dot{m}_a \cdot (b_{f2} - b_{f1})}{\dot{m}_r (b_{f3} - b_{f2})} \qquad (15.31)$$

En el numerador no se ha incluido la exergía del condensado, ya que no es el efecto deseado del proceso. Por otra parte, esa exergía es muy pequeña y además va a ser finalmente destruida, por lo que se le puede imputar como una pérdida al propio proceso.

XIV.6.3 HUMIDIFICACIÓN.

Una manera de aumentar la humedad del aire consiste en inyectar agua o vapor en el caudal del aire, tal y como se muestra en el esquema de la figura 15.13. Si se inyecta vapor a la temperatura del bulbo seco del aire, el proceso tendrá lugar a temperatura constante. Si la temperatura del vapor inyectado es mayor, el aire además de humidificarse se calienta, mientras que si es menor se humidifica y enfría. Si se inyectase agua a la temperatura de bulbo húmedo de aire, el proceso de humidificación se realizaría a temperatura de bulbo húmedo constante.

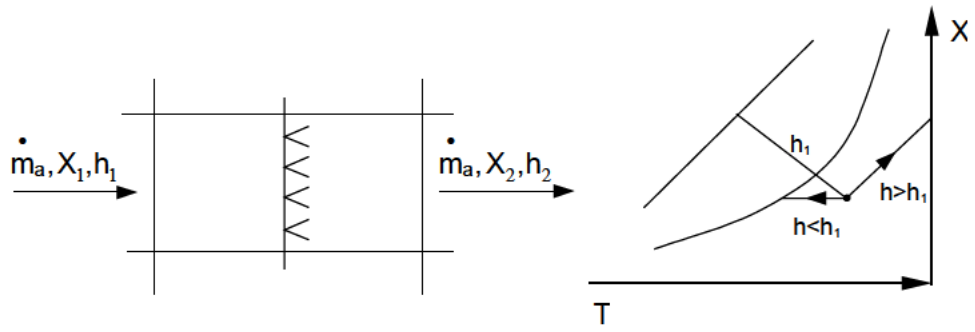


Figura 15.13

A modo de ejemplo consideremos un proceso de humidificación mediante evaporación adiabática, de manera que se inyecta agua líquida y el aire se humidifica y enfría. A partir de los balances de masa y energía se obtiene la ecuación siguiente

$$\frac{h_2 - h_1}{X_2 - X_1} = h_l \qquad (15.32$$

siendo la destrucción de exergía

$$\dot{m}_a (b_{f1} - b_{f2}) + \dot{m}_l\, b_{fl} = \dot{I} \qquad (15.33)$$

Supongamos ahora que combinamos un proceso de calentamiento con una posterior humidificación por inyección de agua, según se muestra en el esquema de la figura

15.14. Este tipo de procesos son los que se realizan en las unidades climatizadoras en los meses de invierno, cuando el aire exterior es frío y seco. Si llamamos 3 y 4 los estados de entrada y salida al intercambiador del fluido utilizado para el calentamiento (que puede ser agua caliente), haciendo un balance de exergías en el volumen de control de la figura se obtiene

$$\dot{m}_a \cdot (h_1 - h_2) + \dot{m}_l \cdot h_l = \dot{m}_c \cdot (h_4 - h_3)$$

siendo $\dot{m}_c$ el gasto de agua caliente en el intercambiador. Combinando esta ecuación con lo que resulta del balance de masa para el agua, resulta

$$\frac{h_2 - h_1}{X_2 - X_1} = \frac{\dot{m}_c \cdot (h_4 - h_3)}{\dot{m}_l} + h_l \qquad (15.34)$$

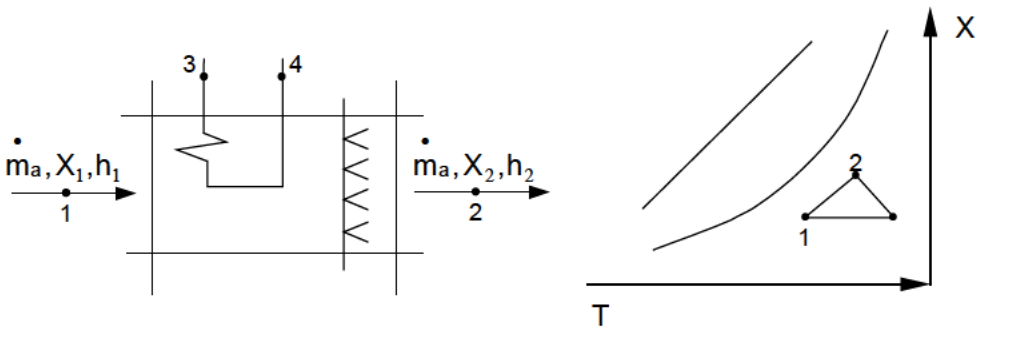


Figura 15.14

La destrucción de exergía en el volumen de control considerado, referido a la unidad de tiempo es

$$\dot{I} = \dot{m}_a \cdot (b_{f1} - b_{f2}) + \dot{m}_c \cdot (b_{f3} - b_{f4}) + \dot{m}_l \cdot b_{fl} \qquad (15.35)$$

Siendo el rendimiento exergético del proceso combinado

$$\phi = \frac{\dot{m}_a \cdot (b_{f2} - b_{f1})}{\dot{m}_c \cdot (b_{f3} - b_{f4}) + \dot{m}_l \cdot b_{fl}} \qquad (15.36)$$

XIV.6.4 MEZCLA ADIABÁTICA DE DOS CAUDALES.

El mezclado de dos caudales de aire es un proceso muy utilizado en el acondicionamiento del aire, ya que habitualmente existe un caudal de retorno que mezcla con el aire del exterior. Este proceso de mezclado tiene lugar generalmente en condiciones adiabáticas y en régimen estacionario. La figura 15.15 representa un esquema de un proceso de mezclado, señalándose los estados del aire en un diagrama psicrométrico.

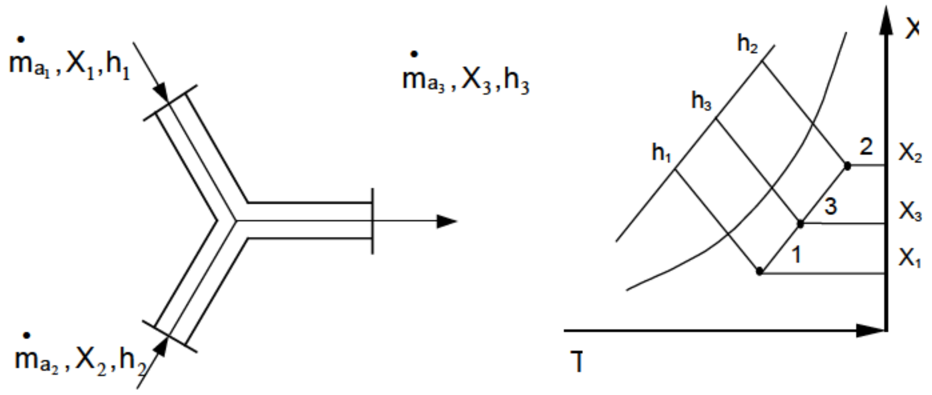


Figura 15.15

Del balance de masa pasa el aire seco, se tiene

$$\dot{m}_{a1} + \dot{m}_{a2} = \dot{m}_{a3}$$

y para el vapor

$$\dot{m}_{a1} \cdot X_1 + \dot{m}_{a2} \cdot X_2 = \dot{m}_{a3} \cdot X_3$$

Por otra parte, según el Primer Principio se verifica la siguiente ecuación

$$\dot{m}_{a1} \cdot h_1 + \dot{m}_{a2} \cdot h_2 = \dot{m}_{a3} \cdot h_3$$

Eliminando $\dot{m}_{a3}$ entre estas ecuaciones resulta

$$\frac{\dot{m}_{a1}}{\dot{m}_{a2}} = \frac{h_2 - h_3}{h_3 - h_1} = \frac{X_2 - X_3}{X_3 - X_1} \qquad (15.37)$$

Estas igualdades nos ponen de manifiesto que el estado resultante 3 debe de encontrarse sobre la recta que conecta los estados 1 y 2 en el diagrama psicrométrico, véase la figura 15.15. Por otra parte, los segmentos de la línea son proporcionales a las masas de aire mezcladas, verificándose así la regla de la palanca. En efecto

$$\frac{\dot{m}_{a1}}{\dot{m}_{a2}} = \frac{\overline{32}}{\overline{31}} \qquad \frac{\dot{m}_{a1}}{\dot{m}_{a3}} = \frac{\overline{32}}{\overline{12}}$$

Haciendo un balance de exergía resulta la siguiente ecuación

$$\dot{m}_{a1} \cdot b_{f1} + \dot{m}_{a2} \cdot b_{f2} = \dot{m}_{a3} \cdot b_{f3} + I \tag{15.38}$$

siendo el rendimiento exergético del proceso

$$\phi_2 = \frac{\dot{m}_{a3} \cdot b_{f3}}{\dot{m}_{a1} \cdot b_{f1} + \dot{m}_{a2} \cdot b_{f2}} \tag{15.39}$$

En esta ecuación hemos considerado los procesos elementales más característicos que intervienen en el acondicionamiento del aire. Además de los balances de masa y energía, se ha hecho aplicación del método de análisis exergético, de forma que se está ya en condiciones de aplicar esta metodología en una instalación de acondicionamiento de aire considerada en su conjunto. Wepfer hizo un estudio detallado de una instalación de doble conducto, obteniendo un rendimiento exergético que oscila entre 3,2% en las condiciones de verano a 11,8% en invierno.

Estos resultados ponen de manifiesto que existen grandes posibilidades para la mejora de los procesos de acondicionamiento del aire, particularmente en la transmisión del calor. Precisamente, la valoración detallada de las irreversibilidades en cada elemento de la instalación permite conocer los lugares donde de forma prioritaria deben considerarse las mejoras (almacenamiento, recuperación de calores residuales, mejoras sistemas de control, etc) así como la posibilidad de introducir sistemas alternativos, como bombas de calor, que eliminan las grandes destrucciones de exergía que se producen en los generadores de vapor o de agua caliente, que funcionan a baja temperatura.

XV.7 COMENTARIOS SOBRE EL DISEÑO DE UN SISTEMA DE ACONDICIONAMIENTO DE AIRE.

En la figura 15.16 se refleja de forma esquemática un sistema de acondicionamiento del aire de una habitación. Mediante el símbolo Q_s se representa lo que se denominan las cargas sensibles, que representan el calor intercambiado a través de las paredes de la habitación, debido a la diferencia de temperaturas entre el exterior y el aire local, la pérdida o ganancia de energía debido a las infiltraciones, etc. La radiación solar y las denominadas cargas internas, es decir, las aportaciones debidas a la iluminación, personas, maquinaria, etc. son siempre ganancias.

El símbolo Q_L representan las cargas latentes, es decir, la transferencia de energía asociada con el transporte de vapor, de forma que $Q_L=m_v\ h_v$, siendo h_v la entalpía específica del vapor y m_v la cantidad de vapor cedido a la habitación o extraído de ella. Así, las personas que están dentro del recinto originan una carga latente, debido al vapor que continuamente ceden al aire por la respiración y el sudor. La infiltración puede dar lugar a un aporte o disminución de vapor, dependiendo de la humedad del aire exterior respecto al contenido en la habitación.

Indudablemente para mantener el estado del aire en unas condiciones de temperatura y humedad dadas, el aire acondicionado que se suministra al local debe compensar estas cargas sensibles y latentes. Ahora bien, el diseñador deberá tener también en cuenta la energía que el ventilador suministra al aire, las pérdidas o ganancias de calor a través de la conducción, el sistema de retorno del aire, etc. de manera que tanto el calor sensible como latente que es necesario suministrar (o ceder) en el equipo de acondicionamiento, Q_{as} y Q_{al}, no coinciden con las cargas sensible y latente de la habitación.

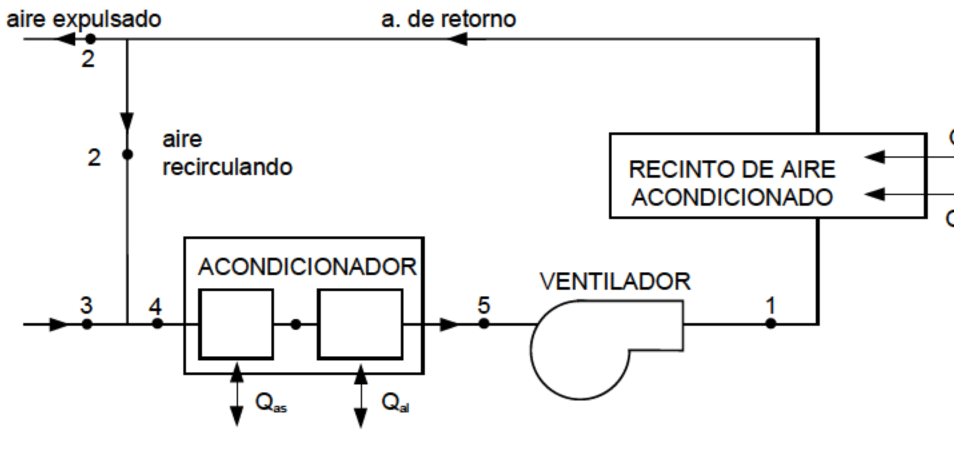


Figura 15.16

Supongamos por ejemplo un día de verano. En el diagrama psicrométrico de la figura se representa el punto (3) correspondiente al aire exterior (caliente y húmedo); el aire del local, punto (2), y el punto (1) correspondiente al estado del aire que debe suministrarse al local para compensar las cargas sensibles y latentes

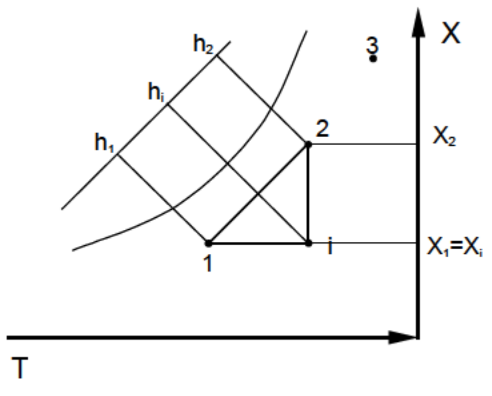


Figura 15.17

El estado y el caudal del aire de impulsión 1 son tales que:

- **Carga sensible**

$$Q_{as} = \dot{m}_a \cdot (h_i - h_1) = \dot{m}_a \cdot (c_{pa} + c_{pv}) \cdot (t_i - t_1)$$

- **Carga latente**

$$Q_{al} = \dot{m}_a \cdot (h_2 - h_i) = \dot{m}_a \cdot (X_2 - X_i) \cdot (l_0 - c_{pv} \cdot t_2)$$

Se denomina línea de carga del local a la relación entre la carga sensible y latente, esto es

$$\frac{Q_{as}}{Q_{al}} = \frac{h_i - h_1}{h_2 - h_i} \qquad (15.40)$$

Si no fuera por los requerimientos higiénicos, el aire de retorno se recircularía en totalidad, haciéndolo pasar nuevamente por el equipo de acondicionamiento para suministrarlo otra vez al local. Las necesidades de ventilación imponen unos mínimos de aire del exterior, que mezclado con el aire recirculado pasa por el equipo de acondicionamiento.

En la figura 15.18 se representa los procesos típicos que experimenta el aire en las condiciones de verano. El aire exterior (3) se mezcla con el aire recirculado (2), resultando así el aire de mezcla en el estado (4) que es el que entra en el acondicionador. En el equipo se enfría y deshumidifica, siendo lanzado ala local en las condiciones requeridas (1). Debido a las cargas latentes y sensibles, el aire del local pasa al estado (2) y el ciclo se repite.

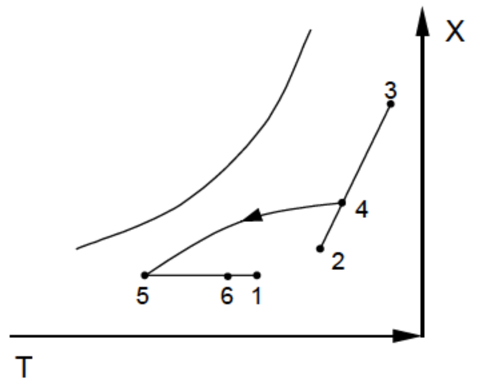


Figura 15.18

En la figura 15.19 se representa el esquema de las operaciones básicas al que se somete al aire para su acondicionamiento en un día de invierno frío y seco. La fracción

r del aire procedente del local, estado 2, se mezcla con el aire exterior, estado 3, siendo el estado del aire resultante el correspondiente al punto 4.

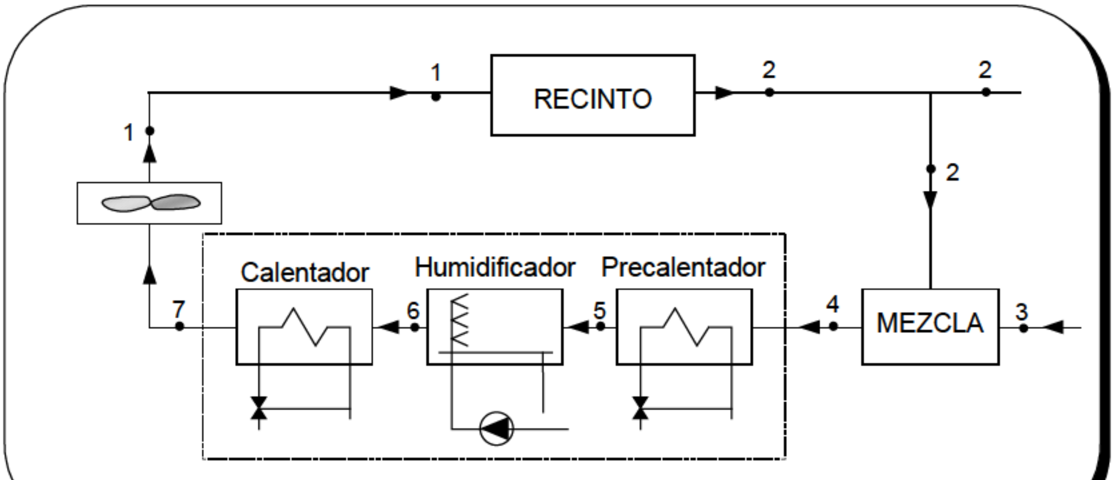


Figura 15.19

El aire resultante de la mezcla se somete a un precalentamiento, hasta el estado 5, seguido de una humidificación con agua (proceso aproximadamente isoentálpico), hasta el estado 6 y seguido de un calentamiento hasta el estado 7. Finalmente, el aire experimenta un ligero calentamiento al ser impulsado por el ventilador, alcanzando así el estado 1, al que es enviado al recinto acondicionado, véase el diagrama de la figura 15.20.

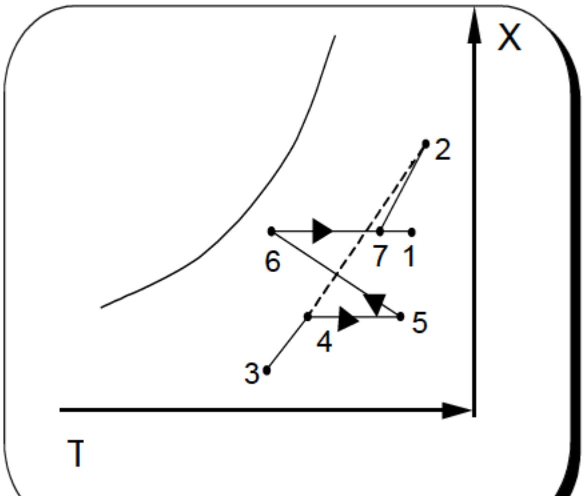


Figura 15.20

Las herramientas analíticas de que dispone el ingeniero para los cálculos térmicos necesarios en el diseño de un sistema de acondicionamiento de aire son el Primer Principio de la Termodinámica y el de la conservación de la masa, además del Segundo Principio. Estas dos leyes de conservación juntamente con ésta de destrucción de exergía constituyen, como hemos visto, la base del análisis de los procesos psicrométricos.

XV.8 TORRES DE ENFRIAMIENTO.

Hemos visto que el condensador de un motor de vapor requiere un importante caudal de agua de refrigeración, al tener que eliminar una importante fracción de la energía aportada por el combustible. Además, son numerosos los procesos industriales en los que se requieren grandes caudales de agua de refrigeración. Ocurre en muchas ocasiones que no se dispone de un suministro adecuado de ese caudal y es necesario por ello recircular el agua, haciendo un enfriamiento de la misma.

Evidentemente, un medio de enfriamiento del que se dispone es el aire atmosférico. Para ello se podría realizar un intercambio de calor entre el agua a enfriar y el aire. No obstante, dado que el calor específico del aire es muy pequeño se requerirían manejar grandes caudales de aire, lo que implicaría grandes instalaciones y elevados consumos energéticos para su movimiento.

Un método mucho mas satisfactorio de enfriar el agua es realizar lo que se denomina un enfriamiento evaporativo. Para ello es necesario poner en contacto físico directo el aire con el agua. Con el fin de aumentar la velocidad de transferencia de calor y masa, se aumenta al máximo posible la superficie de contacto entre ambos y para ello se pulveriza el agua mediante unas duchas y se facilita un recorrido adecuado de ambos caudales. En esto consiste básicamente una torre de enfriamiento.

En efecto, al pasar un caudal de aire no saturado a través del agua ésta se evapora. La evaporación requiere una importante aportación de energía (entalpía de vaporización) que va a provenir fundamentalmente del agua, de manera que ésta se enfría. Así pues, el agua caliente se enfría, mientras que la temperatura del aire generalmente aumenta y además se satura prácticamente de humedad.

La eficacia de la torre será tanto mayor cuanto más seco y frío es el aire atmosférico. Evidentemente, un aire con mucha humedad es poco efectivo. Teóricamente el agua puede ser enfriada hasta la temperatura de saturación adiabática (de bulbo húmedo) del aire. En la practica se alcanza un compromiso entre el enfriamiento obtenido y el tamaño de la torre, de manera que normalmente el agua suele salir a una temperatura de unos 6 ºC por encima de la correspondiente temperatura del bulbo húmedo.

Hay básicamente tres tipos de torres: torre atmosférica, de tiro forzado y torre de tiro inducido. En la figura 15.21 se muestran los esquemas correspondientes a los tres tipos citados. Generalmente se utiliza en la torre un material de relleno que suele ser un plástico impregnado de celulosa.

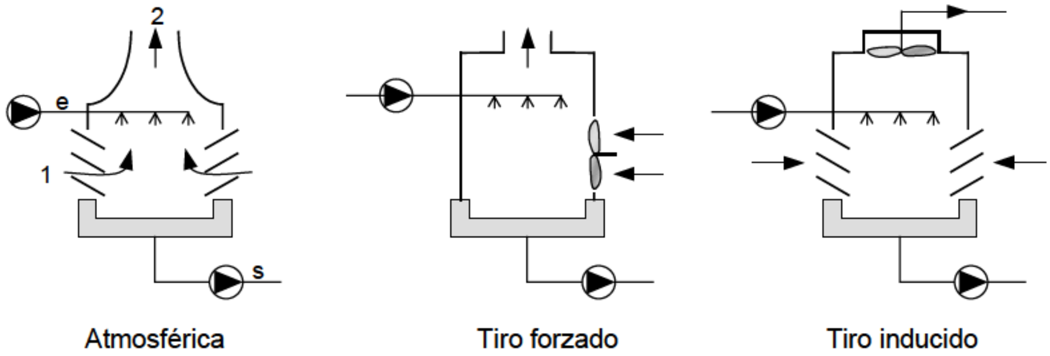


Figura 15.21

Debido a la evaporación parte del agua se pierde a la atmósfera, por lo que se requiere la aportación de agua de reposición. Refiriéndonos a uno cualquiera de los tres tipos de torre de la figura 15.21, si llamamos 1 y 2 los estados de aire a la entrada y salida y e, s las del agua a enfriar, haciendo un balance de masa para el agua se tiene

$$\dot{m}_a \cdot X_1 + \dot{m}_e = \dot{m}_a \cdot X_2 + \dot{m}_s$$

Es decir, el gasto de agua de reposición es evidentemente

$$\dot{m}_r = \dot{m}_e - \dot{m}_s = \dot{m}_a \cdot (X_2 - X_1) \qquad (15.41)$$

Del correspondiente balance de energía resulta

$$\dot{m}_a \cdot h_1 + \dot{m}_e \cdot h_e = \dot{m}_a \cdot h_2 + \dot{m}_s \cdot h_s \qquad (15.42)$$

ya que la torre puede considerarse como un volumen de control adiabático

XV.9 BIBLIOGRAFÍA

1. De Andrés, Rodríguez-Pomatta y R. López Miranda. Fundamentos de Aire Acondicionado, Seccón de Publicaciones. ETS de II de Madrid, 1.978.

2. Jones, Air Conditioning Engineering, Edward Arnold, Tercera ed., 1.985.

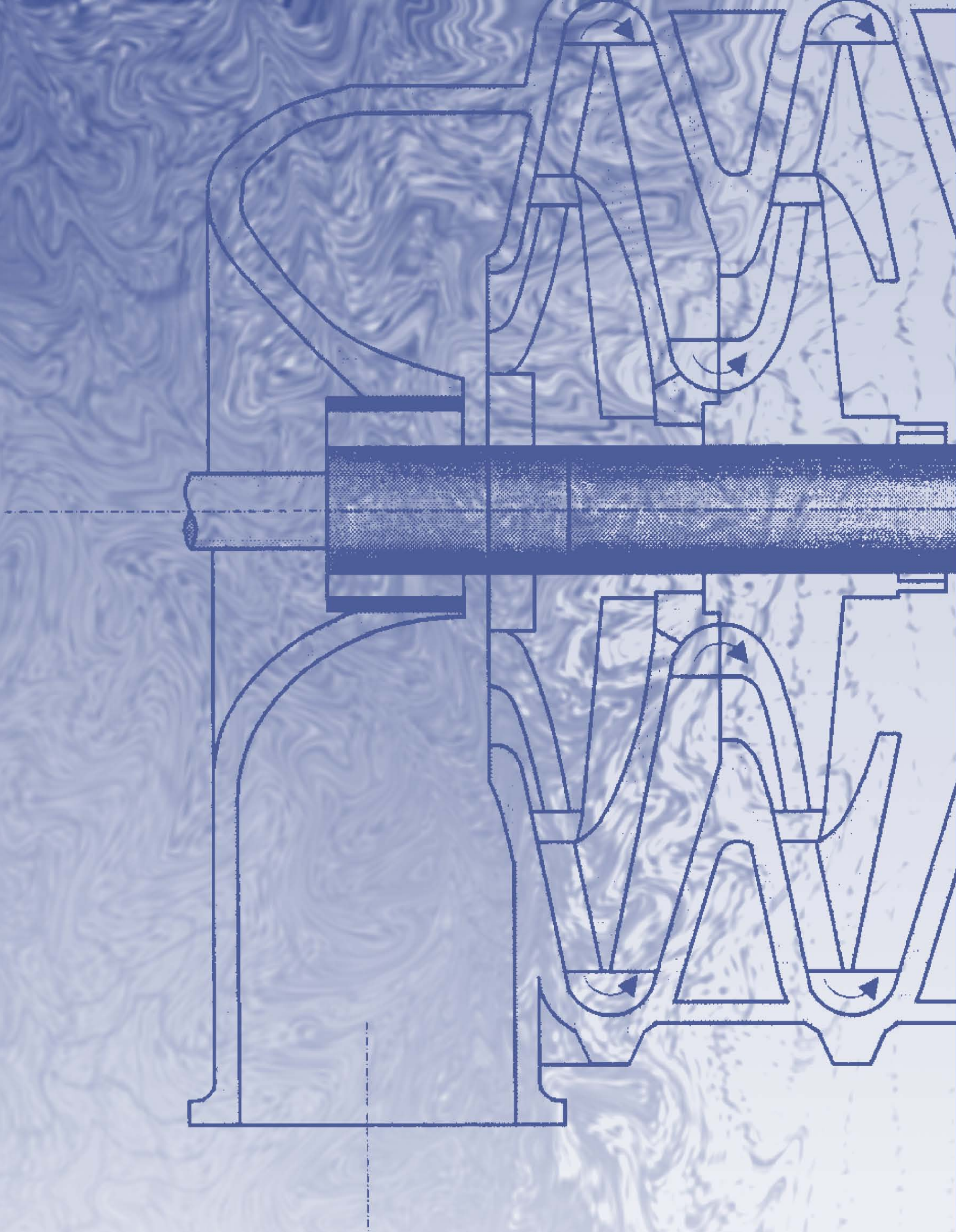
3. Mc Wuiston y J.D. Parare, Heating, Ventilating and Air Conditioning, J. Wiley 1.982.

4. Croome y B.H. Roberts, Airconditioning and Ventilation of Buildings, Vol 1 Pergamon Press, 1.981.

5. Reynolds W. C y Perkins H. C., Ingeniería Termodinámica, Mc Graw-Hill, 1.980.

6. Threlked, Thermal Enviromental Engineering, Prentice-Hall, 1.962.

ÍNDICE



UNIVERSIDAD
DE LA RIOJA

Material Didáctico: Ingenierías, 11